

УДК 52-32+520.874.7

Предельная точность лазерной локации искусственных спутников Земли

В. И. Прохоренко

Головна астрономічна обсерваторія Національної академії наук України, Київ

Надійшла до редакції 13.06.96

Проведено детальний аналіз відомих фізичних факторів, що обмежують точність імпульсної лазерної локації штучних супутників Землі. Показано, що основними з них є поперечна групова затримка та часові аберрації атмосфери. Космічний простір вносить суттєво менші спотворення, малі також нелінійні спотворення в атмосфері. Реальна точність одночастотної локації геодезичних ІСЗ, що існують сьогодні, складає 1—5 мм. Отримано ряд практичних формул, що дозволяють оцінити межу точності локацій для конкретної локаційної станції; показано, що існує оптимальна тривалість локаційних імпульсів, для якої похибка локації мінімальна. Проаналізовано можливість багаточастотної локації. Показано, що за граничною точністю вона поступається звичайній одночастотній локації.

ВВЕДЕНИЕ

За 30 лет существования лазерной локации искусственных спутников Земли (ИСЗ) достигнут немальный прогресс в повышении точности определения расстояния — от нескольких метров до единиц миллиметров. Это стало возможным благодаря совершенствованию техники локирования и развитию знаний об атмосфере как оптической среде распространения лазерного излучения, свойства которой нужно учитывать при редукции измерений.

Благодаря реально достигнутой точности порядка 1 см локация ИСЗ сейчас дает возможность определять с высокой точностью параметры вращения Земли, движения литосферных плит и, что весьма важно с практической точки зрения, строить геоцентрическую систему координат. Отметим, что те же задачи и практически с той же точностью сегодня можно решать и с применением техники GPS (Hofmann-Wellenhof et al., 1992). Возникает закономерный вопрос — каковы перспективы лазерной локации ИСЗ? Чем определяется верхняя граница точности определения расстояний до ИСЗ? Какой, в соответствии с предельно достижимой точностью, круг задач, который может быть решен-

ем методом локации ИСЗ? Например, увеличение точности лазерной спутниковой дальномерии до десятых долей миллиметра позволило бы путем измерения параметров орбиты низколетящих ИСЗ исследовать локальные особенности гравитационного потенциала Земли и проводить экспериментальные проверки эффектов, предсказываемых существующей ныне общей теорией относительности (Satoh-Hilte..., 1994). Ответы на эти вопросы важны для проектирования нового поколения геодезических ИСЗ, и в частности, их световых отражателей.

Современное состояние техники генерации и измерений сверхкоротких световых импульсов позволяет уверенно работать с импульсами длительностью в десятки фемтосекунд, что теоретически соответствует точности одиночного (т. е. без накопления) измерения расстояний менее сотой доли миллиметра. Очевидно, что для определения предельно достижимой точности локации ИСЗ необходимо провести анализ влияния на распространение сверхкоротких световых импульсов атмосферы как оптической среды с учетом ее неоднородности, дисперсионных характеристик и других параметров, свойственных прозрачным оптическим средам, и космического пространства.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

При локации ИСЗ фактически измеряется временной интервал между моментами излучения светового импульса (старт) и приема отраженного сигнала от ИСЗ (стоп), т. е. время прохождения светового импульса до спутника и обратно. Относительная точность измерения интервала при этом определяется точностью моментов регистрации старта и стопа. Примем для дальнейшего анализа, что точность измерения интервала, а следовательно, и относительная точность определения расстояния будет определяться длительностью локационного светового импульса. Это довольно разумное предположение, так как нет особого смысла улучшать разрешающую способность измерителя временного интервала, когда длительность локационного импульса большая. Разрешающая способность измерителя и длительность импульса должны соответствовать друг другу.

Таким образом, если при прохождении пространства между лазерной локационной станцией (ЛЛС) и ИСЗ локационный световой импульс претерпевает изменения, то точность локации будет ограничена. Рассмотрим возможные физические механизмы и процессы, влияющие на распространение сверхкоротких световых импульсов, и попытаемся оценить их вклад в ограничение предельно достижимой точности локации ИСЗ. В своем анализе мы не будем, во-первых, рассматривать релятивистские эффекты, так как их влияние можно учесть при соответствующей редукции измерений, во-вторых, не будем привязываться к конкретной приборной реализации ЛЛС, т. е. будем считать ее идеальной системой.

Известные физические процессы, которые могут оказывать влияние на распространение сверхкоротких световых импульсов:

- нелинейность показателя преломления атмосферы;
- дифракционное расплывание светового импульса;
- дисперсионное расплывание его огибающей;
- эффект поперечного группового запаздывания.

Второй процесс актуален в свободном космическом пространстве, остальные — в атмосфере.

АНАЛИЗ ЭФФЕКТОВ, ОГРАНИЧИВАЮЩИХ ТОЧНОСТЬ ЛОКАЦИИ ИСЗ

Нелинейность показателя преломления. Общий подход при анализе взаимодействия электромаг-

нитного излучения со средой — это решение волнового уравнения, вытекающего из уравнений Maxwella:

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 D}{\partial t^2} = 0, \quad (1)$$

где c — скорость света; t , x — время и расстояние; $E(t, x)$ — напряженность электромагнитного поля; $D(t, x)$ — электрическая индукция, связанная с поляризуемостью: $D = 1 + 4\pi P$; $P = \chi^{(1)} E + \chi^{(2)} E^2 + \dots + \chi^{(3)} E^3 + \dots$; $\chi^{(i)}$ — восприимчивость; $\chi^{(1)}$ характеризует линейные оптические свойства вещества, $\chi^{(2)}, \chi^{(3)}, \dots$ — нелинейные. В изотропных средах (атмосфера) низшая нелинейность определяется восприимчивостью третьего порядка. Физические механизмы появления нелинейной восприимчивости могут быть разнообразны (см., например, работу Ахманова и др., 1967). В газах при длительности воздействия менее 1 пс существенным оказывается ангармонизм электронного отклика атомов. Нелинейная восприимчивость для газов может быть вычислена с использованием квантово-механической теории (Hanna et al., 1979). В нерезонансном случае (что имеет место при локировании в видимом или ближнем ИК-диапазоне) $\chi^{(3)} = N/E^3$, где N — концентрация атомов, E — характерная внутриатомная напряженность поля, составляющая 10^9 В/м. С учетом нелинейной восприимчивости 3-го порядка показатель преломления n зависит от интенсивности I как $n = n_0 + n_2 I$, где n_2 — нелинейная добавка к показателю преломления, определяемая через $\chi^{(3)}$. Для воздуха согласно измерениям (Kulke et al., 1987) $n_2 \approx 10^{-16}$ см²/кВт. Оценки показывают, что для локационного импульса длительностью даже 10 фс с энергией 10 мДж при апертуре телескопа передающего тракта 0.3 м интенсивность составляет 10^9 Вт/см², а общий эффект изменения оптического пути через атмосферу за счет нелинейности коэффициента преломления составляет $13 \text{ фс} \cdot 3 \cdot 10^{16} \text{ см}/\text{с} = 4 \text{ мкм}$ даже для зенитных углов $\theta = 70^\circ$.

Дифракционное расплывание. Малой длительности сверхкоротких световых импульсов соответствует, согласно соотношению неопределенностей, их большая спектральная ширина. Поэтому для них может быть существенным эффект неравенства дифракционных длин разных спектральных компонентов импульса (Cristov, 1985). Следовательно, даже в недиспергирующей среде, каковой является космическое пространство, при дифракции происходит деформация огибающей светового импульса. При распространении локационного импульса в атмосфере этот процесс несуществен, так как диф-

ракционная длина $L_d \approx k_0 a_0^2$ превышает длину трассы в атмосфере даже для больших зенитных углов (здесь k_0 — волновой вектор, a_0 — диаметр пучка с гауссовым профилем). Согласно работе Cristov (1985) в дальней зоне пучок становится фазово-модулированным, а его пространственная форма отличается от исходной гауссовой. Временная огибающая импульса сохраняет свою гауссову форму, но длительность увеличивается пропорционально по-перечной координате r :

$$\tau^2 = \tau_0^2 + \left(\frac{a_0 r}{c x} \right)^2, \quad (2)$$

где τ_0 — длительность исходного импульса, c — скорость света, x — расстояние. Для оценок можно положить, что максимальное значение сомножителя r/x есть не что иное, как расходимость φ_1 лазерного пучка. Тогда из (2) следует, что для лазерного излучения с расходимостью 5", $a_0 = 0.5$ м при угловом расстоянии от оси диаграммы направленности, равной расходимости излучения лазера, импульс длительностью 1 пс удлиняется на 0.8 фс, импульс длительностью 0.1 пс удлиняется на 8 фс, а для более коротких импульсов длительность импульса, прошедшего через космическое пространство, будет составлять 42 фс вне зависимости от длительности исходного. Понятно, что это удлинение импульса, следовательно, и ограничение точности локации, зависит от точности наведения оси диаграммы направленности на ИСЗ и расходимости исходного лазерного излучения. В идеальном случае, когда расходимость излучения и точность наведения диаграммы направленности равна дифракционной, максимально возможная точность локации будет определяться длиной волны: $\Delta l \approx 1.22\lambda$, т. е. будет соответствовать минимально возможной по соотношению неопределенностей. При этом собственно конкретное значение φ_1 несущественно. Следовательно, эффект дифракционного расплывания ощутим, когда расходимость передающего тракта и система наведения не оптимальны. Однако и в этом случае он весьма мал.

Дисперсионное расплывание. Впервые вопрос об актуальности дисперсионного искажения оптического импульса, распространяющегося в атмосфере, и первые попытки оценок уширения его длительности были сделаны еще в 1969 г. (Brookner, 1969). Проанализируем эффект искажения локационного импульса строго путем решения параболического уравнения, описывающего изменение временной огибающей импульса в диспергирующей среде, и получим выражения, пригодные для практических оценок.

Для однородной диэлектрической немагнитной среды связь между индукцией D и электрическим полем E задается соотношением

$$D(x, t) = \int_0^\infty \epsilon_0(t') E(t - t', x) dt'. \quad (3)$$

Здесь $\epsilon_0(t)$ — фурье-образ диэлектрической проницаемости $\epsilon(\omega)$. Обычно для решения уравнений (1) и (3) применяется приближение медленно изменяющихся амплитуд, в котором используется предположение о медленности изменения амплитуды импульса в масштабе среднего периода колебаний световой волны. Решение ищется в виде:

$$E(x, t) = \frac{1}{2} A(x, t) \exp[i(\omega t - k_0 x)] + \text{к. с.}, \quad (4)$$

где $A(x, t)$ — амплитуда огибающей светового импульса; $k_0 = \omega/v$; $v = c/n_p(\omega)$ — фазовая скорость, $n_p(\omega)$ — фазовый коэффициент преломления. Разлагая в ряд Тейлора амплитуду $A(t - t', x)$ в окрестности точки t' , из (3) получаем

$$D(x, t) = \\ = \left[\epsilon(\omega)A - \frac{\partial \epsilon}{\partial \omega} \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \epsilon}{\partial \omega^2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - \frac{1}{6} \frac{\partial^3 \epsilon}{\partial \omega^3} \frac{\partial^3 A}{\partial t^3} + \dots \right] \times \\ \times \exp[i(\omega t - k_0 x)]. \quad (5)$$

В уравнении (5) первая производная соответствует первому приближению теории дисперсии, в котором учитывается только распространение импульса с групповой скоростью, вторая производная — второму приближению, когда уже учитывается расплывание огибающей импульса во времени, и т. д. Расплывание обусловлено неодинакостью скоростей распространения отдельных спектральных компонентов в диспергирующей среде.

Используя (4) — (5) и ограничиваясь вторым приближением теории дисперсии, из (1) получаем (Ахманов и др., 1988):

$$\left(\frac{\partial}{\partial x} - \frac{i}{2} k_2 \frac{\partial^2}{\partial \eta^2} \right) A(x, \eta) = 0. \quad (6)$$

Здесь осуществлен переход в движущуюся систему координат: $x = x$, $\eta = t - x/u$, где u — групповая скорость распространения света. Параметр k_2 характеризует дисперсию групповой скорости в первом приближении (или, что то же самое, дисперсию фазовой скорости во втором приближении):

$$k_2 = \frac{\partial^2 k_0}{\partial \omega^2} = \frac{\lambda^3}{2\pi c^2} \left(\frac{\partial^2 n_p}{\partial \lambda^2} \right). \quad (7)$$

Уравнение (6) и его решения достаточно подробно изучены для случая пространственно однород-

ной среды. Локационный импульс проходит через атмосферу, для которой плотность и коэффициент преломления изменяются с высотой и изменением зенитного угла. Следовательно, параметры μ и k_2 также будут зависеть от координаты x по трассе локации. Решение (6) в этом случае довольно сложная задача, однако ее можно упростить, полагая $\mu = \text{const}$. Действительно, изменения в групповом показателе преломления ограничены в четвертом знаке после запятой, тогда как k_2 изменяется от некоторого значения k_2^0 на поверхности Земли до нуля на границе атмосферы. В этом приближении уравнение (6) решается аналитически:

$$A(x, \eta) = \int_{-\infty}^{\infty} A_0(\eta') G(x, \eta - \eta') d\eta', \quad (8)$$

где G — функция Грина, $A_0(\eta)$ — входной импульс;

$$G(x, \eta) = [2\pi i F(x)]^{-1/2} \exp[i\eta^2/F(x)].$$

Для неизвестной функции $F(x)$ из (6) получаем уравнение:

$$\frac{dF}{dx} - 2k_2(x) = 0.$$

Ее вид зависит от принимаемой для расчетов модели атмосферы, т. е. от конкретной зависимости $k_2(x)$:

$$F(x) = 2 \int_0^x k_2(x') dx'. \quad (9)$$

Отметим, что полученное решение уравнения (6) для слабо неоднородной оптической среды, какой является атмосфера, формально совпадает с решением для однородной среды, полученным ранее Ахмановым и др. (1988).

Дисперсия атмосферного воздуха описывается формулой, рекомендованной Международной ассоциацией геодезии (МАГ) (1963):

$$n_p(\lambda) = 1 + 10^{-6} \left[f(\lambda) \frac{P}{T} - 11.27 \frac{e}{T} \right], \quad (10)$$

$$f(\lambda) = 77.5 + \frac{0.44}{\lambda^2} + \frac{0.0037}{\lambda^4},$$

где $P = P(x)$ — давление атмосферного воздуха, мбар*; $T = T(x)$ — температура, К; e — давление водяных паров, мбар; λ — длина волны, мкм. Здесь коэффициенты приведены в округленном значе-

нии. Для параметра $k_2(x)$ из (7), (10) следует

$$k_2(x) = \frac{10^{-15}}{2\pi c^2} \left(\frac{2.64}{\lambda} + \frac{0.073}{\lambda^3} \right) \frac{P(x)}{T(x)}. \quad (11)$$

Здесь c — в км/с, λ — в мкм, k_2 — в $\text{с}^2/\text{км}$. Пример численного значения: для $x = 0$, т. е. на поверхности Земли, излучения с длиной волны $\lambda = 0.532$ мкм при нормальном давлении и температуре 15°C $k_2(0) = k_2^0 = 3.39 \cdot 10^{-26} \text{ с}^2/\text{км}$.

Для определения зависимости $k_2(x)$ достаточно использовать сферически-симметричную модель атмосферы с экспоненциальной зависимостью плотности от высоты, непосредственно вытекающей из решения гидростатического уравнения. Точность, которую обеспечивает данная модель, вполне достаточна для определения степени распыления импульса, прошедшего через атмосферу. В рамках этой модели зависимость P и T от координаты x по трассе локирования и зенитного угла θ имеет вид:

$$\frac{P}{T} = \frac{P_0}{T_0} \exp \left[-m \left(\cos(\theta) + \frac{1}{2} \frac{x^2}{R_0} \right) \right], \quad (12)$$

где P_0 , T_0 — давление и температура в месте размещения ЛЛС, R_0 — радиус Земли, $m = g/(RT_0)$, g — ускорение свободного падения, R — газовая постоянная воздуха; $m^{-1} = 8.44$ км. Поскольку нас интересует форма импульса, прошедшего через атмосферу, то выражение (9) нужно интегрировать по x до $+\infty$, и для функции F остается зависимость только от угла θ :

$$F(\theta) \equiv \frac{k_2^0}{m} \sec(\theta), \quad (13)$$

где k_2^0 определяется выражением (11) при $x = 0$.

Зная значение параметра F , можно определить по (8) и форму огибающей светового импульса, прошедшего через атмосферу. Гауссова форма входного импульса

$$A_0(\eta) = A_0 \exp(-\eta^2/(2\tau_0^2) + i\psi_0)$$

на выходе из атмосферы сохраняется:

$$A(\eta, \theta) = A_0 \Phi^{-1/2}(\theta) \exp \left[-\frac{\eta^2}{2} \Phi^2(\theta) \tau_0^2 + i\psi(\eta, \theta) \right], \quad (14)$$

$$\Phi(\theta) = \left[1 + \left(\frac{F(\theta)}{\tau_0^2} \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (15)$$

* 1 мбар = 10^2 Па

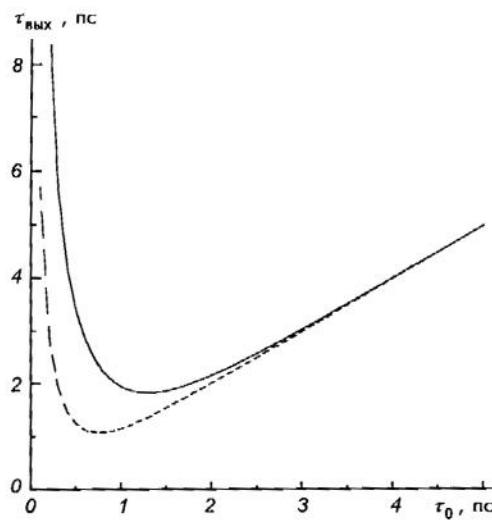


Рис. 1. Зависимость длительности локационного импульса, прошедшего через атмосферу (туда и обратно) от длительности импульса, входящего в нее. Сплошная линия — зенитный угол 70° ; штриховая — 0° ; длина волны $\lambda = 0.532 \text{ мкм}$

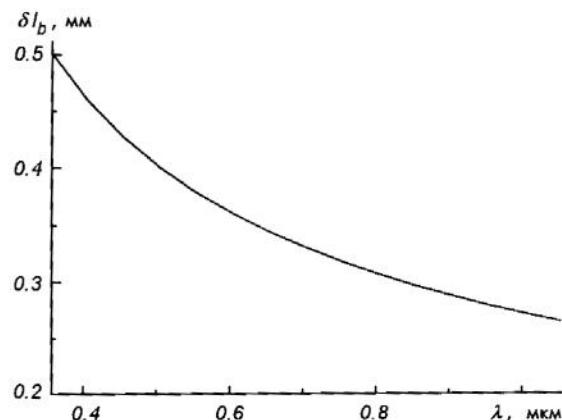


Рис. 2. Достижимая точность локации, обусловленная дисперсионным расплыванием импульса, в зависимости от длины волны

где ψ — фаза. Из (14) следует, что при двойном проходе через атмосферу импульс расплывается — его длительность увеличивается:

$$\tau_{\text{out}} = \tau_0 \left[1 + \left(\frac{2k_2^0 \sec(\theta)}{m\tau_0^2} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad (16)$$

а интенсивность, пропорциональная квадрату амплитуды, уменьшается как $I = I_0 \tau_0 / \tau_{\text{out}}$. Рис. 1 иллюстрирует изменение длительности выходного импульса в зависимости от длительности входного для локации в зенит, когда толщина атмосферного слоя минимальна ($\theta = 0^\circ$, прерывистая линия), и для надгоризонтной локации, когда толщина слоя максимальна ($\theta = 70^\circ$, сплошная линия). Видно, что существует минимальная длительность импульса, который может пройти через атмосферу:

$$\tau_{\min} = 2 \left(\frac{k_2^0}{m} \sec(\theta) \right)^{1/2} \quad (17)$$

(здесь учтен двойной проход локационного импульса через атмосферу). Например, при изменении зенитного угла от 0° до 70° значение минимальной длительности импульса с длиной волны 0.532 мкм изменяется от 1.1 пс до 1.8 пс. Это соответствует предельно достижимой точности локации $\delta l_b = c\tau_{\min}/2$ от 0.16 мм до 0.27 мм. Понятно, что поскольку дисперсия, а следовательно, и степень

расплывания импульса, зависят от длины волны, то и δl_b также зависит от λ :

$$\delta l_b = \left[10^{-3} \frac{P_0}{\pi m T_0} \sec(\theta) \left(\frac{2.64}{\lambda} + \frac{0.073}{\lambda^3} \right) \right]^{1/2}. \quad (18)$$

Здесь δl_b — в мм, m — в км^{-1} . На рис. 2 показана эта зависимость для $\theta = 70^\circ$ — она достаточно сильная. Очевидно, что для достижения высокой точности лучше лоцировать в длинноволновом диапазоне, где эффект дисперсионного расплывания сказывается меньше.

Таким образом, учет дисперсионного расплывания огибающей локационного импульса во втором приближении теории дисперсии приводит к ограничению достижимой точности лоцирования на уровне десятых долей миллиметра. Отметим, что полученные оценки и формулы справедливы для спектрально ограниченных импульсов гауссовой формы. Для импульсов с шириной спектра, не соответствующей принципу неопределенности, положение может быть значительно хуже.

Третье приближение теории дисперсии. Обратимся к уравнению (14). Импульс, распространяясь в диспергирующей среде, испытывает изменение не только в форме огибающей, но и приобретает фазовую (частотную) модуляцию, причем скорость изменения частоты

$$\alpha = \frac{\partial \omega}{\partial t} \equiv \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = \frac{k_2^0 \sec(\theta)}{m\tau_0^2} \left[1 + \left(\frac{k_2^0 \sec(\theta)}{m\tau_0^2} \right)^2 \right]^{-1}, \quad (19)$$

т. е. спектр импульса приобретает линейную частотную модуляцию (ЧМ) (Ахманов и др., 1988). Для среды с нормальной дисперсией k_2 положите-

лен, поэтому и скорость изменения частоты положительна. В технике генерации и обработки сверхкоротких световых импульсов давно известны и успешно используются компрессоры и декомпрессоры световых импульсов, которые позволяют при наличии линейной ЧМ изменять длительность импульса: либо удлинять его, либо укорачивать. Для укорочения импульса с положительной ЧМ достаточно пропустить его через среду с искусственно созданной аномальной дисперсией, где отрицательная ЧМ компенсирует приобретенную при распространении в среде с нормальной дисперсией положительную модуляцию, и импульс укоротится. Поэтому для компенсации дисперсионного расплывания можно пропустить импульс, прошедший атмосферу туда и обратно, через одно из устройств типа описанных Treacy (1968), Jonson et al. (1984), и тем самым снять ограничение на предельную точность локирования. Можно поступить и наоборот: сначала декомпрессировать с введением отрицательной ЧМ исходный короткий импульс τ_0 до значения, равного длительности этого же импульса после расплывания в атмосфере $\tau_{\text{опт}}$, а потом пропустить его через атмосферу. После ее прохождения он компенсируется до изначальной длительности τ_0 . Эта операция — фокусировка светового импульса во времени — эквивалентна фокусировке светового пучка в пространстве, и есть не что иное, как соответствующая фурье-обработка. Но здесь, как и в обычной оптике, так и здесь возможности фокусировки ограничиваются aberrациями. При фокусировке импульса во времени aberrация, ограничивающая минимально достижимую длительность, обусловлена кубической и более высоких порядков дисперсии среды. Учет кубической дисперсии, а именно решение уравнения (6) в третьем приближении теории дисперсии, приводит к ограничению значения коэффициента компрессии импульса S . К сожалению, решение (6) даже для пространственно однородной среды возможно лишь в численном виде, поэтому будем использовать формулы, полученные Marcuse (1980, 1981a, 1981b) для эволюции среднеквадратичной длительности импульса τ_{cr} . Она определяется как отношение энергии импульса к его пиковой интенсивности, и для гауссовых импульсов $\tau_{\text{cr}} = \tau_0/\sqrt{2}$. Определим минимально возможную длительность импульса $\tau_{\text{мин}}$, который может пройти через атмосферу, при компенсации квадратичной дисперсии искусственно введенной отрицательной ЧМ. Значение коэффициента компрессии импульса атмосферой будет определяться коэффициентом кубической дисперсии k_3 (Marcuse, 1980):

$$S = \left[1 + \frac{(\alpha \tau_0^2)^2}{1 + \left(\frac{2k_3}{k_2 \tau_0} \right)^2 [1 + (\alpha \tau_0^2)^2]} \right]^{1/2}, \quad (20)$$

где

$$\begin{aligned} k_3 &= \frac{1}{2k_0} \frac{\partial^3 k^2}{\partial \omega^3} = k_3^0, \\ k_3^0 &= \frac{10^{-23}}{4\pi^2 c^3} \left(1.06 + \frac{0.043}{\lambda^2} \right) \frac{P(0)}{T(0)}, \\ k_2 &= k_2^0 \end{aligned}$$

(размерность k_3 — $\text{с}^3/\text{км}$). Здесь для упрощения рассматривается модель однородной атмосферы (Мотрунич и др., 1979). Для нормальных условий и $\lambda = 0.532 \text{ мкм}$ $k_3^0 = 3.76 \cdot 10^{-41} \text{ с}^3/\text{км}$. Понятно, что коэффициент компрессии должен быть равен коэффициенту декомпрессии начального импульса перед посылкой его в атмосферу в устройстве с искусственной отрицательной дисперсией: $S = \tau_0/\tau_{\text{мин}}$. Отсюда же определяется и коэффициент ЧМ α — он равен ширине спектра начального импульса, деленной на длительность декомпрессированного: $\alpha = (St_{\text{мин}}^2)^{-1}$ (ширина спектра определяется по соотношению неопределенностей). С другой стороны, из уравнения для эволюции среднеквадратичной длительности импульса с начальной отрицательной ЧМ, проходящего через среду с квадратичной и кубической дисперсией, следует, что есть оптимальная длина, на которой происходит сжатие ЧМ-импульса (Marcuse, 1980):

$$L_{\text{опт}} = \frac{\alpha \tau_0^4}{k_2 [1 + (\alpha \tau_0^2)^2] \left[1 + \left(\frac{2k_3}{k_2 \tau_0} \right)^2 \right]}. \quad (21)$$

При локации $L_{\text{опт}}$ — это длина трассы локирования в атмосфере, которая для модели однородной атмосферы:

$$L_{\text{опт}} = m^{-1} \sec(\theta). \quad (22)$$

Совместное решение (21)–(23) дает приблизительную формулу для оценки минимальной длительности импульса, или, что то же самое — величины временной aberrации атмосферы:

$$\tau_{\text{мин}} \cong [4k_3 m^{-1} \sec(\theta)]^{1/3} \quad (23)$$

(здесь также учтен двойной проход через атмосферу). Для надгоризонтной локации эта длительность — 160 фс, для локации в зенит — 110 фс, что соответствует точности 24–16 мкм, т. е. использование техники компрессии импульсов дает ощущи-

мый выигрыш точности локации ИСЗ в 10—15 раз. На сегодняшнем уровне знаний временная аберрация атмосферы — один из фундаментальных пределов, который принципиально ограничивает точность локации ИСЗ и, кстати, ее информационную пропускную способность в оптическом диапазоне.

Необходимо отметить, что с практической точки зрения реализацию ЛЛС с временной фурье-обработкой импульсов целесообразно строить по принципу двойного компрессирования — а именно таким образом, чтобы локационный импульс был предельно коротким на выходе из верхних слоев атмосферы. Тогда нижние слои атмосферы, где актуально влияние рассеяния на твердых аэрозольных частицах на длительность и форму импульса, будет минимально, так как в атмосферу будет входить достаточно длинный декомпрессированный импульс, а выходить — такой же длительности (за счет дисперсионного расплывания) и компрессироваться до исходного во втором каскаде.

Поперечное групповое запаздывание. Этот эффект проявляется при преломлении сверхкоротких световых импульсов на границе диспергирующих сред. Из-за различия фазовой и групповой скоростей плоскости равных фаз и равных амплитуд после преломления уже не совпадают — возникает поперечное групповое запаздывание (ПГЗ) (Торр et al., 1975), т. е. в преломленной волне амплитудный фронт оказывается наклоненным к фазовому. Для пучка конечной апертуры это приводит к опережению одного его края и запаздыванию другого по отношению к его оси, как показано на рис. 3. Величина запаздывания одного края пучка по отношению к другому в первом приближении теории дисперсии дается простой формулой:

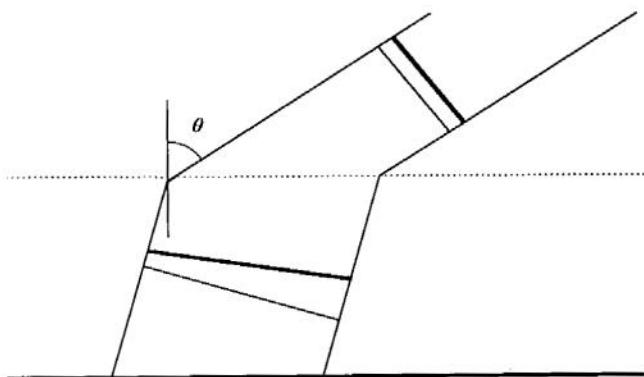


Рис. 3. Возникновение поперечного группового запаздывания при преломлении локационного импульса на границе космос — атмосфера. Тонкие линии — поверхности равных фаз; жирные — поверхности равных амплитуд

$$\Delta\tau = a_0 |(1/u - 1/v)| \cos(\theta),$$

где a_0 — диаметр пучка. В отличие от расплывания импульса, этот эффект вносит ограничения в предельно достижимую точность локирования за счет неоднозначности момента его прихода, и эта ошибка локирования во многом определяется техническими характеристиками передающего тракта и системы отражателей ИСЗ. Ошибка момента прихода импульса $\Delta\tau_\Sigma$ складывается из ошибки, связанной с ПГЗ при облучении ИСЗ $\Delta\tau_{send}$ и ошибки, возникающей за счет ПГЗ при приеме отраженного сигнала от ИСЗ $\Delta\tau_{rec}$. Возникновение $\Delta\tau_{send}$ связано с ошибкой наведения оси диаграммы направленности излучения от передатчика на ИСЗ. Для оценок можно принять, что она равна половинному значению расходимости лазерного излучения:

$$\Delta\tau_{send} \approx (mc)^{-1} \varphi_L (n_g - n_p) \frac{\sin(\theta)}{\cos^2(\theta)}. \quad (24)$$

(здесь предполагается, что оптический путь в атмосфере больше дифракционной длины, в противном случае

$$\Delta\tau_{send} = [a_0 + (mc)^{-1} \varphi / \cos^2(\theta)] \sin(\theta).$$

Возникновение $\Delta\tau_{rec}$ связано с несоосностью отраженного и падающего на ретрорефлектор ИСЗ луч. Эта несоосность вызвана ошибкой изготовления двугранных углов уголковых отражателей, обычно используемых в качестве ретрорефлекторов, которая вводится намеренно для компенсации скоростной аберрации либо присутствует изначально из-за конечной точности их изготовления. Ошибка изготовления угла приводит к раздвоению отраженного излучения на угол, в пять раз превышающий ошибку двугранного угла (Курбасов, 1973). При идеальном изготовлении несоосность равна расходимости отраженного излучения от ретрорефлектора. В простейшем случае, когда на ИСЗ установлен один отражатель с несоосностью φ_{RR}

$$\Delta\tau_{rec} = \frac{L}{c} (n_g - n_p) \varphi_{RR} \operatorname{tg}(\theta), \quad (25)$$

где L — расстояние до ИСЗ. Для ИСЗ с большим массивом отражателей при локации достаточно длинным импульсом необходимо проводить усреднение по всему массиву с учетом временного запаздывания, подобно тому, как это делается для вычисления временной функции отклика ИСЗ (Миронов et al., 1993), но минимальное значение все равно будет определяться средней несоосностью одиночного отражателя. Нужно иметь в виду, что если функция отклика ИСЗ зависит от длительно-

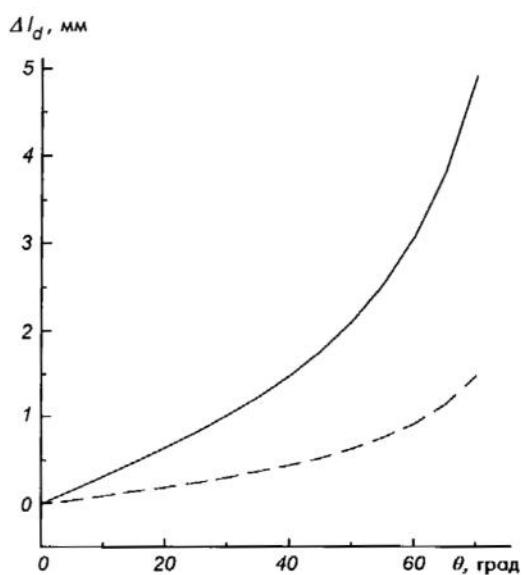


Рис. 4. Ошибка измерения расстояния до ИСЗ, возникающая при ПГЗ локационного импульса, в зависимости от зенитного угла. Сплошная линия — для ИСЗ «Эталон», прерывистая — «Lageos»

сти локационного импульса, то ошибка из-за ПГЗ не зависит от длительности светового импульса. Суммарная ошибка определения расстояния за счет эффекта ПГЗ равна

$$\Delta l_d = \frac{(n_g - n_p)}{2} [m^{-1} \varphi_L \sec(\theta) + L \rho_{RR}] \lg(\theta). \quad (26)$$

Здесь важно подчеркнуть, что полученное выражение — оценка верхней границы ошибки ПГЗ — точнее ее допустимого интервала. Отметим, что первое слагаемое в формуле на порядок и более (в зависимости от высоты орбиты) меньше второго. Примеры: для высокоорбитальных ИСЗ, таких как «Эталон-1, 2» или GPS-35, 36 с большим числом ретрофлексоров суммарная ошибка может достигать 5 мм для зенитных углов 70°, а для ИСЗ «Lageos» — 1.5 мм ($\lambda = 0.532$ мкм). На рис. 4 приведены зависимости ошибки ПГЗ от зенитного угла для ИСЗ «Эталон» (сплошная линия) и «Lageos» (прерывистая), когда их орбиты проходят через зенит. Для низкоорбитальных ИСЗ, таких как «Starlett», несмотря на низкие орбиты, ошибка достигает 0.4 мм за счет большей ошибки изготовления двугранных углов. Кстати, при локации Луны из-за большого расстояния L ошибка ПГЗ может быть весьма значительной — около десяти

сантиметров. При расчетах этих примеров было выбрано значение расходимости лазерного передатчика 5" из тех соображений, что оно соответствует углу изопланатизма для хорошего астроклимата (Зубковский и др., 1979; Лукин, 1986). Излучение с меньшей расходимостью при прохождении через атмосферу исказится за счет турбулентностей, и его расходимость увеличится до значения, определяемого углом изопланатизма.

Возникновение ПГЗ в поперечной структуре импульса излучения также изменяет и процесс дифракции светового пучка — его длительность в дальней зоне увеличивается, причем в отличие от дифракционного расплывания, описываемого формулой (2), увеличение длительности не зависит от поперечной координаты. Оценки согласно работе Martinez (1986) показывают, что в данном случае эффект удлинения не превышает 1 %, так как наклон поверхности равных амплитуд к поверхности равных фаз мал.

Таким образом, погрешность измерения расстояния до ИСЗ, обусловленная ошибкой ПГЗ, составляет 0.4—5 мм в зависимости от высоты орбиты и типа ИСЗ и весьма ощутимо ограничивает предельную точность локирования, особенно для высокоорбитальных ИСЗ. Однако, вероятно, прогресс здесь возможен — путем использования в новых поколениях геодезических ИСЗ отражателей других типов и, соответственно, высокой точности изготовления. Во всяком случае этот вопрос необходимо исследовать отдельно и более детально, причем провести расчеты ошибки ПГЗ индивидуально для каждого ИСЗ, оснащенного уголковыми световыми отражателями.

Возникает вопрос, является ли ограничение на предельную точность локации ИСЗ за счет эффекта ПГЗ фундаментальным? Казалось бы, что ошибка ПГЗ вызывается чисто техническими причинами — неточностью наведения на ИСЗ и неточностями в изготовлении их отражателей. Однако это ограничение также имеет фундаментальную природу — не потому, что существует такое понятие, как астроклимат и соответствующий ему радиус когерентности r_0 , определяющий угол изопланатизма, и не потому, что спутники «уже запущены» и будут существовать тысячи лет. Это на самом деле технические проблемы, которые решаемы уже сегодня или которые можно будет решить по мере развития науки и техники (например, методы адаптивной оптики уже сейчас принципиально позволяют решить проблему качественной передачи излучения через турбулентную среду (Лукин, 1986)). Однако тот факт, что лазерный луч имеет конечную расходимость, система наведения — пропорциональную

конечную точность, а отражатель — конечную апертуру и, соответственно, конечную точность изготовления — это следствие фундаментального принципа, принципа соотношения неопределенностей.

БЮДЖЕТ ПРЕДЕЛЬНО ДОСТИЖИМОЙ ТОЧНОСТИ ЛОКАЦИИ

Одночастотная (классическая) локация ИСЗ. Предельно достижимая точность локирования ИСЗ лимитируется несколькими физическими процессами, среди которых два вносят наибольший вклад — дисперсионное расплывание длительности локирующего импульса и поперечное групповое запаздывание. Они имеют разный механизм и по разному влияют на точность локации — первый процесс ее просто ограничивает за счет ограничения на минимально возможную длительность импульса, второй же приводит к случайной ошибке измерения времени между стартом и стопом, причем ошибка пропорциональна высоте орбиты ИСЗ. Однако при классической схеме локации ИСЗ эти процессы вносят независимый вклад в общий бюджет предельно достижимой точности, так как их физические механизмы различны. Поэтому предельная точность будет определяться как

$$\delta l_{\Sigma} = \delta l_b + |\delta l_d|,$$

где δl_b и δl_d оцениваются соответственно формулами (23) и (26). Понятно, что превалирующий эффект вносит ошибка, обусловленная ПГЗ, а погрешность из-за временной aberrации актуальна при локировании с малыми зенитными углами. Очевидно, что для одночастотной (или одноволновой) локации ИСЗ нет особой необходимости использовать фурье-обработку сверхкоротких импульсов. Для такого важного с практической точки зрения случая предельную точность нужно оценивать по сумме выражений (18) и (26):

$$\begin{aligned} \delta l_{\Sigma} = & \left[10^{-3} \frac{P_0}{\pi m T_0} \left(\frac{2.64}{\lambda} + \frac{0.073}{\lambda^3} \right) \sec(\theta) \right]^{1/2} + \\ & + \left(\frac{0.44}{\lambda^2} + \frac{0.007}{\lambda^4} \right) [m^{-1} \varphi_L \sec(\theta) + L |\varphi_{RR}|] \frac{P_0}{T_0} |\operatorname{tg}(\theta)|, \end{aligned} \quad (27)$$

где L — в км, δl_{Σ} — в мм.

На рис. 5 показаны зависимости предельной точности локирования ИСЗ «Lageos» от зенитного угла для $\lambda = 1.064$ мкм (сплошная линия) и $\lambda = 0.532$ мкм (штриховая линия). Видно, что при одночастотном локировании реально достижимая точность

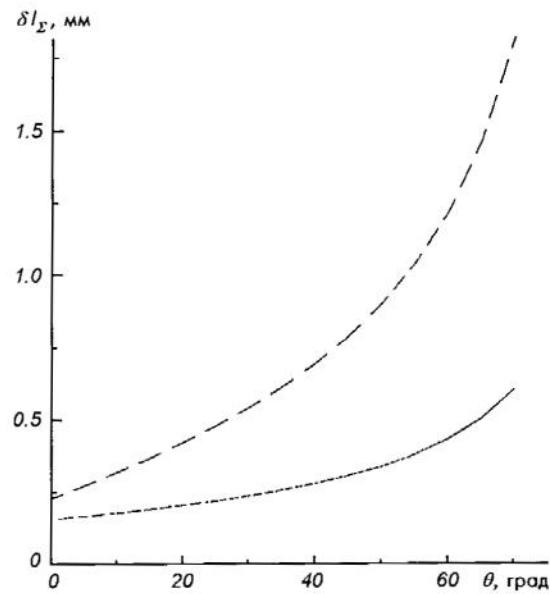


Рис. 5. Зависимость предельно достижимой точности локирования ИСЗ «Lageos» от зенитного угла для длин волн $\lambda = 0.532$ мкм (штриховая линия) и 1.064 мкм (сплошная)

составляет 0.5—1 мм, причем она довольно сильно зависит от длины волны. Для обычно используемой сейчас $\lambda = 0.532$ мкм (вторая гармоника YAG:Nd³⁺) $\delta l_{\Sigma} \approx 1-1.5$ мм. Требуемая оптимальная длительность локационного импульса определяется из формулы (17).

В нашем анализе речь шла о предельно достижимой относительной точности измерения расстояния от ЛЛС до ИСЗ. Абсолютная точность ЛЛС определяется многими параметрами, в том числе ее технической реализацией, однако прежде всего — точностью редукции лазерных измерений, т. е. учетом атмосферной поправки на время распространения сигнала (редукцию центра масс ИСЗ здесь обсуждать не будем). Формула Марини—Мюррея (Marini, Murray, 1973), рекомендуемая Международной службой вращения Земли (IERS) для обработки лазерных наблюдений ИСЗ (McCarthy, 1992), не учитывает многих атмосферных факторов, имеющих случайную природу, — инверсию температурной зависимости, горизонтальное движение воздушных масс, вызывающее горизонтальные градиенты рефракции, отклонение распределения индексов рефракции от сферической симметрии, турбулентность атмосферы и т. д. По данным работы Миронова (1994), основанной на экспериментальных данных по аэрологическому зондиро-

ванию атмосферы над территорией Украины, случайная погрешность формулы Марини—Мюррея составляет от 1 мм ($\theta = 0^\circ$) до 7 мм ($\theta = 80^\circ$) и сопоставима с предельной относительной погрешностью δl_z (27). Следовательно, достижимая абсолютная погрешность одночастотной ЛЛС лежит в субсантиметровом диапазоне: 2–8 мм.

Двухчастотная локация. Совершенно по-иному обстоит дело с предельно достижимой точностью для двухчастотной (или двухволновой) локации (Degnan, 19). Метод, как известно, основан на одновременной локации ИСЗ на двух длинах волн — λ_1 (длинноволновый компонент) и λ_2 (коротковолновая). Поскольку до высот 80 км газовый состав атмосферы постоянен, то, измеряя два временных интервала для λ_1 и λ_2 , можно произвести авторедукцию атмосферной поправки. Собственно для этого метод и был предложен и уже начал находить первые применения (Riepl, 1995).

Естественно, если бы ошибка ПГЗ отсутствовала, то предельно достижимая точность этого метода (абсолютная) определялась бы лишь длительностью локационных импульсов. В работе Degnan (19) указывалось, что для достижения абсолютной точности около 1 мм длительность локационных импульсов при использовании в передатчике лазера на сапфире с ионами титана (Ti-Sh), оптимального по миссии автора для двухчастотной локации, должна быть порядка 0.7 пс. Из проведенного анализа дисперсионного расплывания понятно, что импульсы такой длительности через атмосферу просто не пройдут (см. формулу (16)). Но применение техники фурье-обработки световых импульсов позволяет обойти эту трудность и даже достичь, казалось бы, субмиллиметровой абсолютной точности измерений.

Как было показано выше, основным фактором, ограничивающим точность локации для одночастотного метода, является ПГЗ локационного импульса. Оказывается, что для двухчастотного метода локации ошибка ПГЗ не авторедуцируется и также является фактором, ограничивающим предельно достижимую абсолютную точность локации ИСЗ.

Получим выражение для оценки ошибки метода двухчастотной локации ИСЗ, учитывая ошибку ПГЗ. Полное выражение для поправки в измеренную дальность от ЛЛС до ИСЗ можно представить в виде

$$\Delta p(\lambda) = f_g(\lambda)\Phi(P, T, e, \dots) + f'(\lambda)F(L, \theta, \varphi_L, \varphi_{RR}), \quad (28)$$

где $f_g(\lambda)$ — член, описывающий зависимость групповой дисперсии от длины волны (Martinez, 1986;

Riepl, 1995); Φ — функция, которая описывает интегральную атмосферную задержку и считается неизвестной (формула Марини—Мюррея — ее хорошее приближение); $f'(\lambda) = 0.88/\lambda^2 + 0.015/\lambda^4$ согласно (26); F — неизвестная ошибка ПГЗ, точнее та ее часть, которая не зависит от длины волны. Истинное расстояние от ЛЛС до ИСЗ равно

$$l_{\text{true}} = \frac{1}{2} ct_i - \Delta p(\lambda_i), \quad i = 1, 2, \quad (29)$$

где t_i — измеренный временной интервал «старт-стоп» для i -й длины волны. Приравнивая правые части (29) для разных длин волн, с учетом (28) получаем

$$\frac{1}{2} c\Delta t = [f(\lambda_1) - f(\lambda_2)]\Phi + [f'(\lambda_1) - f'(\lambda_2)]F. \quad (30)$$

Здесь $\Delta t = t_1 - t_2$ — измеряемые величины; члены в квадратных скобках — вычисляемые. Расстояние в двухчастотном методе определяется как

$$l_{\text{calc}} = \frac{1}{2} ct_i - f(\lambda_i)\Phi' \equiv \frac{c}{2} \left[t_i - \frac{\Delta t f(\lambda_i)}{f(\lambda_1) - f(\lambda_2)} \right]. \quad (31)$$

Здесь $\Phi' = c\Delta t / 2(f(\lambda_1) - f(\lambda_2))$. Если бы ошибка ПГЗ отсутствовала, то $\Phi' = \Phi$. Но поскольку она всегда есть для любых $\theta \neq 0^\circ$, то ошибку метода находим как

$$\Delta l_{\text{meth}} = l_{\text{true}} - l_{\text{calc}} = \\ = \left[f(\lambda_i) \frac{f(\lambda_1) - f(\lambda_2)}{f(\lambda_1) - f(\lambda_2)} - f'(\lambda_i) \right] F \equiv K \cdot F, \quad (32)$$

где согласно (26) $F \approx L\varphi_{RR}\text{tg}(\theta)$. Нетрудно убедиться, что для видимого диапазона $K = 2.6 \cdot 10^{-6}$. Для высокоорбитальных ИСЗ, таких как «Эталон» или спутники GPS, при $L = 20\,000$ км, $\varphi_{RR} = 2.5''$, $\theta = 70^\circ$ ошибка метода составляет 18 мм; а для ИСЗ «Lageos» — 5.4 мм. Следовательно, двухчастотный метод вообще непригоден для локации высокоорбитальных ИСЗ. Для низкоорбитальных спутников ситуация практически та же — за счет большей ошибки изготовления двугранных углов отражателей.

Трехчастотный метод. Запишем уравнение (29) для истинного расстояния l_{true} , подставив из (28) выражение для поправки Δp в явном виде:

$$l_{\text{true}} = \frac{1}{2} t_i - f(\lambda_i)\Phi - f'(\lambda_i)F, \quad (33)$$

т. е. мы формально имеем уравнение с тремя неизвестными — l_{true} , Φ и F . Следовательно, если локацию проводить одновременно на трех длинах волн, то получим замкнутую систему из трех

линейных уравнений с известными коэффициентами t_i , $f(\lambda_i)$ и $f'(\lambda_i)$, откуда нетрудно, казалось бы, определить поправки Φ , F и искомое расстояние l_{loc} . Однако простые алгебраические расчеты системы (33) показывают, что точность редукции катастрофически резко уменьшается при переходе от двух- к трехчастотному методу локирования. Как и для всякого дифференциального метода, в данном случае дисперсионного, точность пропорциональна спектральному зазору — для двухчастотного метода, и произведениям спектральных зазоров — для многочастотных. Таким образом, при переходе от одночастотного метода к двухчастотному точность (без учета ошибки ПГЗ) падает примерно в 50 раз, что еще можно было бы компенсировать увеличением точности измерения временного интервала за счет использования методов фурье-обработки локационных импульсов. При переходе к трехчастотному методу точность падает еще в 40 раз, т. е. в 2000 раз по отношению к одночастотному методу, а это никак невозможно компенсировать. Следовательно, трехчастотный метод локации использовать для авторедукций поправки атмосферы и ошибки ПГЗ бессмысленно.

ВЫВОДЫ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из рассмотренных физических процессов, влияющих на распространение сверхкоротких импульсов в пространстве, определяющим в плане ограничения предельной точности измерений расстояний при локации ИСЗ является эффект поперечного группового запаздывания. Этот эффект вносит неконтролируемую ошибку в измеряемый временной интервал между моментами излучения локационного импульса и прихода эхо-сигнала от ИСЗ. Ошибка, как показано, во многом определяется технической реализацией системы световых отражателей ИСЗ; для существующих сегодня геодезических спутников предельно достижимая точность локации составляет 1—5 мм.

Вторым фундаментальным фактором, ограничивающим предельно достижимую точность локации, является временная aberrация атмосферы как оптической среды. Остальные физические процессы, проанализированные в данной работе, по сравнению с вышеупомянутыми меньше влияют на точность локации и, что принципиально, их вклад в общий бюджет предельной точности можно существенно уменьшить и даже устраниТЬ при соответствующей оптимизации ЛЛС.

В работе также показано, что использование многочастотных (или многоволновых) методов ло-

кации ИСЗ нецелесообразно, поскольку реализуемая абсолютная предельная точность существенно уступает абсолютной предельной точности классического одночастотного метода.

Каковы же перспективы развития лазерной локации ИСЗ как инструмента для фундаментальных исследований? Очевидно, они во многом зависят от идеологии построения самих ИСЗ, точнее их систем отражателей. Сегодняшняя идеология (точнее вчерашняя) базируется на уголковых отражателях с искусственно вводимой ошибкой изготовления двугранных углов. И хотя при этом преследуется большая цель — избавиться от проблемы влияния скоростной aberrации на снос диаграммы направленности эхо-сигнала относительно ЛЛС — но это, к сожалению, неоправдано с точки зрения достижения высокой точности локирования. Казалось бы, в локации ИСЗ практически уже достигнута предельная точность измерения расстояний — ведущие ЛЛС регулярно проводят локации с субсантиллиметровой погрешностью нормальных точек. Но даже в рамках существующей идеологии построения отражателей ИСЗ, без привлечения принципиально новых подходов, имеются некоторые резервы улучшения предельно достижимой точности измерений. Действительно, выполнить два противоречивых требования к уголковому отражателю ИСЗ, а именно решить проблему влияния скоростной aberrации и сохранить при этом высокую соосность отраженного от ИСЗ луча падающему можно, пожертвовав энергетическими параметрами ЛЛС. Для этого необходимо локировать пучком с широкой диаграммой направленности, использовать на ИСЗ широкоапертурные (следовательно, с высокой точностью изготовления двугранных углов) уголковые отражатели, а для сохранения дальности обнаружения увеличить энергию локационного импульса. Таким образом ошибку ПГЗ можно уменьшить в несколько раз, т. е. в принципе достичь субмиллиметрового диапазона точности локации ИСЗ типа «Lageos». Однако полностью устранить ее можно только в случае локирования спутника, находящегося в зените.

Автор благодарен ведущему научному сотруднику Крымской ЛЛС ФИРАН В. В. Курбасову и академику НАН Украины Я. С. Яцкевичу за плодотворные обсуждения и ряд полезных замечаний в ходе выполнения работы.

- Ахманов С. А., Выслоух В. А., Чиркин А. С. Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. — М.: Наука, 1988.—309 с.
 Ахманов С. А., Сухоруков А. П., Хохлов Р. В. Самофокусировка и дифракция света в нелинейной среде // Успехи физ. наук.—1967.—93, вып. 1.—С. 19.
 Зубковский С. Л., Кухарец В. П., Цванг Л. Р. Вертикальные

- профили характеристик турбулентности в приземном и пограничных слоях атмосферы при неустойчивой стратификации // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана.—1979.—15, № 1.—С. 44.
- Курбасов В. В. Угловковые отражатели для лазерной локации // Применение угловковых отражателей при лазерной локации космических объектов. — М.: Астросовет АН СССР, 1973.—С. 5.
- Лукин В. П. Атмосферная аддитивная оптика. — Новосибирск: Наука, 1986.—248 с.
- Миронов Н. Т. Построение и анализ моделей редукций лазерных измерений расстояний до ИСЗ: Дис. ... доктора физ.-мат. наук. — Киев, 1994.—325 с.—Машинопись.
- Мотрунич И. И., Швальгин И. В. К вопросу об определении атмосферной поправки при лазерных измерениях дальности // Астрометрия и астрофизика.—1979.—Вып. 37.—С. 61.
- Brookner E. Limit Imposed by Atmospheric Dispersion on the Minimum Laser Pulsewidth That Can Be Transmitted Undistorted // Proc. IEEE.—1969.—57, N 7.—P. 1234.
- Cristov I. P. Propagation of Femtosecond Light Pulses // Opt. Commun.—1985.—53.—P. 364.
- Degnan J. Satellite Laser Ranging: Current Status and Future Prospects // IEEE Trans.—GE-28, N 4.—P. 398.
- Hanna D. C., Yuratich M. A., Cotter D. Nonlinear optics of free atoms and molecules. — Berlin: Springer-Verlag, 1979.
- Hofmann-Wellenhof B., Lichtenegger H., Collins J. Global positioning system. Theory and practice. — Wien New York: Springer-Verlag, 1992.—326 p.
- International Association of Geodesy. Resolution No.1 of the 13-th General Assembly // Bull. Geod.—1963.—70.—P. 360.
- Jonson A. M., Stolen R. H., Simpson W. M. The Single-Stage Compression of Frequency Doubled Nd: Yttrium Aluminum Garnet Laser Pulses // Appl. Phys. Lett.—1984.—44.—P. 729.
- Kulke O., Herpers U., von der Linde D. Spectral Broadening of intense femtosecond pulses in atmospheric air // Opt. Commun.—1987.—63, N 4.—P. 275.
- Marcuse D. Pulse Distortion in Single-Mode Fibers // Appl. Opt.—1980.—19.—P. 1653; 1981.—20.—P. 2969; 3: Chirped Pulses // Appl. Opt.—1981.—20.—P. 3573.
- Marini J. V., Murray J. C. W. Correction of laser range tracking data for atmospheric refraction at elevations above 10 degrees // NASA Tech. Rep.—1973.—N X-591.—P. 73.
- Martinez O. E. Pulse Distortions in Tilted Pulse Schemes for Ultrashort Pulses // Opt. Commun.—1986.59.—P. 229.
- McCarthy D. IERS Standards (1992) // IERS Tech. Note 13.—1992. Observatoire de Paris. P. 116.
- Mironov N. T., Emetz A. I. Etalon-1, -2 Center of Mass Correction and Array Reflectivity // Proc. Eighth Int. Workshop on Laser Ranging Instrument. Annapolis. MD. 1993. P. 6.
- Owens J. S. Optical Refractive Index of Air: Dependence on Pressure, Temperature and Composition // Appl. Opt.—1967.—6, N 1.—P. 51.
- Riepl S. Two Color Ranging to Ajisai using a Streak Camera Detector // Proc. Ann. Eurolas Meeting. Munich. March 1995. P. 78.
- Satellite laser ranging in 1990s // Proc. Workshop held at the Belmont Conf. Center Elkridge. Maryland. Feb. 1—2, 1994. — NASA Conf. Publ. 3283, 1994.—115 p.
- Topp M. R., Orner G. C. Group Dispersion Effects in Picosecond Spectroscopy // Opt. Commun.—1975.—13.—P. 276.
- Treacy E. B. Compression of Picosecond Light Pulses // Phys. Lett.—1968.—A-28.—P. 112.

THE LIMIT ACCURACY OF LASER RANGING OF EARTH ARTIFICIAL SATELLITES

V. I. Prokorenko

The well-known physical factors that restrict the laser ranging accuracy are analysed in detail. The transverse group delay and temporal atmospheric aberrations are found to be the principal factors, while the outer space and nonlinear distortions in the atmosphere are much less important. The accuracy which can be actually attained in the single-frequency ranging of geodetic satellites is 1–5 mm. Some analytical equations are derived for the limit accuracy of a certain SLR station. Multicolour ranging methods are shown to be inferior in accuracy to the single-frequency ranging.