«Оптика атмосферы и океана», **13,** № 4 (2000)

УДК 535.8: 621.396.965

А.А. Тихомиров, А.В. Береснев, А.А. Абрамочкин

Сканер на основе вращающихся оптических клиньев и его возможности для самолетного лидара

Институт оптического мониторинга СО РАН, г. Томск

Поступила в редакцию 12.01.2000 г.

Рассмотрены характеристики и особенности лидарного самолетного сканера на основе двух оптических клиньев, которые могут вращаться синфазно или в противоположных направлениях (ортофазно). Проанализированы параметры циклоиды, по траектории которой движется оптическая ось лидара в случае синфазного сканирования. Представлены возможные характерные траектории сканирования в базовой системе координат при ортофазном вращении клиньев и различном расположении плоскости сканирования относительно направления полета (перпендикулярно, параллельно и под произвольным углом). Оценено влияние параметров полета (скорости и высоты), сканирования (угловой частоты вращения и угла отклонения оптической оси лидара) и частоты посылок на плотность распределения лазерных импульсов по зондируемой поверхности. Полученные результаты применимы для других типов сканеров, а также для космических лидаров со сканированием направлением зондирования.

Введение

Лидарная система, размещенная на самолете, позволяет проводить дистанционное зондирование окружающей среды на территориях, охватывающих сотни квадратных километров [1, 2], а также исследовать локальные образования в атмосфере, гидросфере и на подстилающей поверхности Земли с близких расстояний. Она является наиболее подходящей для проведения оперативного мониторинга атмосферы и подстилающей поверхности в региональном масштабе. Кроме того, размещение лидара на самолете, имеющем точное навигационное оборудование, обеспечивает географическую привязку результатов измерений.

Сканирование направлением оптической оси самолетного лидара позволяет расширить площадь исследуемой территории, а также обеспечивает возможность зондирования одного объекта несколькими импульсами. Не считая случая качания непосредственно приемопередатчика лидара, изменение направления его оптической оси может осуществляться тремя способами: 1) качанием или вращением наклонного зеркала [3, 4]; 2) вращением оптического клина [5]; 3) с помощью голографической дифракционной решетки [6]. Сравнивая первый и второй способы, следует отметить, что второй является более предпочтительным по нескольким причинам. Среди них следует отметить: меньшие габариты и массу, а следовательно, уменьшение вращающих моментов; отсутствие возвратных движений привода; меньшую степень деполяризации посылаемого и принимаемого потоков излучения при поляризационном зондировании, широкие возможности по реализуемым траекториям сканирования.

В данной статье подробно рассматриваются возможности клинового сканера для применения в самолетном лидаре.

Особенности клинового сканера

Независимо от схемы построения приемопередатчика моностатического лидара (коаксиальная или биаксиальная) сканирующий элемент должен быть единым для зондирующего и обратнорассеянного потоков излучения. Это исключает дополнительные разъюстировки направлений оптических осей передатчика и приемника в зондируемой среде.

На рис. 1 представлен сканер на основе двух оптических клиньев, изготовленный для лидара «Макрель-2», с биаксиальной системой приемопередатчика [2, 5]. Световые апертуры передатчика и приемника, показанные пунктирными окружностями, полностью описываются периметром клина круглой формы.

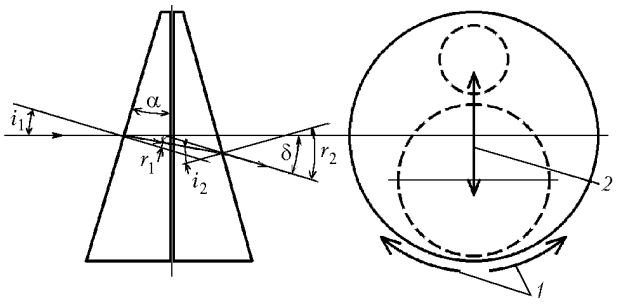


Рис. 1. Ход лучей в клиновом сканере: i_1 и i_2 – углы падения; r_1 и r_2 – углы преломления; δ – угол отклонения луча от первоначального направления. *1* – направления вращения клиньев; *2* – направление сканирования луча при ортофазном вращении клиньев

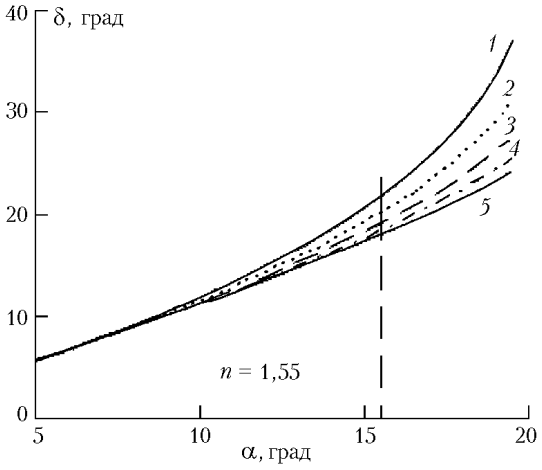
Применение сдвоенного клина обусловлено двумя причинами. Первая, чисто технологическая, связана со сложностью изготовления качественного оптического клина диаметром более 30 см со значением угла α при вершине, превышающим 16°. Другая, более важная, – с возможностью реализации различных режимов сканирования при разных направлениях вращения отдельных клиньев, которые осуществляются без особенных изменений в кинематической схеме привода сканера.

Из соотношений геометрической оптики нетрудно получить соотношение, определяющее зависимость угла

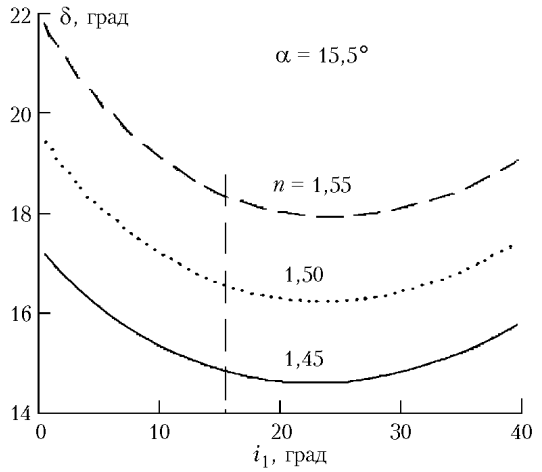
отклонения δ луча от угла падения i_1 на поверхность клина, изготовленного из материала с показателем преломления n и имеющего угол 2α при вершине:

$$\delta = i_1 - 2\alpha + \arcsin\{n \sin[2\alpha - \arcsin(\sin i_1/n)]\}. \quad (1)$$

На рис. 2 представлены полученные из соотношения (1) зависимости угла отклонения δ от параметров α и n составного клина. Характерным является то, что максимальные отклонения достигаются при малых углах падения i_1. Вертикальными пунктирными линиями показаны значения углов α и i_1, которые реализованы в сканере лидара «Макрель-2». Исходя из конструктивных соображений [5], предпочтительным является случай, когда $i_1 = \alpha$. При этом оптические оси приемопередатчика перпендикулярны границе раздела между двумя клиньями (см. рис. 1), а угол δ более чем на 1° превышает угол α. Предельная величина угла δ ограничивается размерами иллюминатора или люка в фюзеляже самолета, через которые ведется зондирование.



а



б

Рис. 2. Зависимость угла отклонения луча от параметров клина: *а* – от угла α при разных углах падения: *1* – i_1 = 0,5°; *2* – 5; *3* – 10; *4* –15; *5* – 20; *б* – от угла падения при различных показателях преломления стекла

В дальнейшем, ввиду малой базы между оптическими осями передатчика и приемника, будем использовать один термин – оптическая ось лидара. При синфазном вращении обоих клиньев по или против часовой стрелки эта ось описывает конус с углом 2δ при вершине. В случае ортофазного вращения, когда один клин вращается по часовой стрелке, а второй против, угол при вершине суммарного клина за один период вращения сначала уменьшается от 2α до 0, а затем снова возрастает до 2α. При этом оптическая ось лидара сканирует в плоскости, перпендикулярной границе раздела клиньев, с максимальным отклонением от первоначального направления на угол ±δ. Направление плоскости сканирования задается первоначальным положением клиньев – оно перпендикулярно ребрам клиньев при острых углах α, когда эти ребра совпадают. Для положения клиньев, изображенного на рис. 1, направление сканирования при ортофазном вращении совпадает с вертикальной линией, показанной стрелками в правой части рисунка.

Возможные траектории сканирования

Рассмотрим лидар, установленный на самолете, летящем прямолинейно с постоянной скоростью V на высоте H в базовой геотопической системе координат $O_0X_gY_gZ_g$ [7], которая является правой прямоугольной системой и имеет начало координат O_0 в какой-либо точке на поверхности Земли. В этой системе ось O_0Y_g направлена в зенит, а оси O_0X_g и O_0Z_g обычно привязаны к географической системе координат. Для описания углового положения и движения самолета применяется связанная система координат $OXYZ$. Ее центр совпадает с центром масс самолета, ось OX направлена по продольной оси самолета, ось OY лежит в плоскости его симметрии и направлена вверх, ось OZ направлена в сторону правого крыла и перпендикулярна плоскости симметрии [7] (рис. 3). Положение оптической оси лидара(направление зондирования) задается в связанной системе координат самолета и затем с учетом параметров движения последнего определяется в базовой геотопической системе. Это позволяет осуществить привязку точек зондирования (траектории движения оптической оси) к координатам на поверхности Земли.

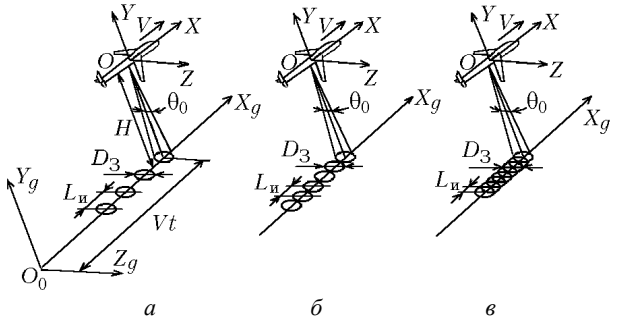


Рис. 3. Системы координат при полете самолета и параметры зондирования без сканирования: *а* – q = 2; *б* –1; *в* – 0,5

Основное отличие самолетного лидарного зондирования от наземного состоит в том, что за счет движения самолета непрерывно изменяются координаты оптической оси лидара в базовой системе координат. Это приводит к тому, что каждый акт зондирования приходится на новый объект и набор статистической информации о конкретном объекте путем многократного зондирования затруднен. Кроме того, область зондирования ограничивается в пространстве и на плоскости детерминированной траекторией движения самолета. Сканирование направлением оптической оси лидара при самолетном зондировании позволяет рас-

ширить исследуемую территорию и при определенных условиях проводить неоднократные акты зондирования одного объекта.

При рассмотрении методологии самолетного зондирования с клиновым сканером учтем следующие параметры лидара: $f_и$ – частота посылок зондирующих импульсов; θ_0 – угол расходимости лазерного излучения; $\omega_с$ – угловая частота вращения клиньев сканера; δ – угол отклонения оптической оси лидара при сканировании. Так как полеты обычно проводятся на высотах более 100 м, которые на порядок превышают размеры самолета, можно считать, что начало оптической оси лидара совпадает с центром связанной системы координат. Приемопередатчик лидара устанавливается так, что направление его оптической оси в связанной системе координат без учета действия сканера задается параллельным оси «–OY», т.е. ориентированным в надир.

Для упрощения дальнейшего анализа будем считать, что при равномерном и прямолинейном полете самолета направления осей связанной $OXYZ$ и базовой $O_0X_gY_gZ_g$ систем координат параллельны. При этом центр системы координат $OXYZ$ смещен от центра O_0 по оси O_0Y_g на высоту полета H, а вдоль оси O_0X_g во времени смещается на расстояние Vt.

В отсутствие сканирования диаметр лазерного пятна на поверхности Земли равен $D_З = H\theta_0$, а расстояние между центрами соседних пятен $L_и$ (пространственный период зондирования в базовой системе координат) определяется скоростью полета V и частотой $f_и$: $L_и = V/f_и$. Введем коэффициент распределения q лазерных пятен вдоль траектории зондирования, который выражается через отношение

$$q = L_и/D_З = V/H\theta_0 f_и \qquad (2)$$

и определяет пространственную разрешающую способность лидара при самолетном зондировании. При этом могут реализоваться следующие случаи (см. рис. 3):

$$q = \begin{cases} > 1, & \text{отдельные пятна;} \\ = 1, & \text{касание пятен;} \\ < 1, & \text{перекрытие пятен.} \end{cases} \qquad (3)$$

Так, для типичных условий $H = 1$ км, $f_и = 50$ Гц, $\theta_0 = 1{,}5$ мрад и $V = 300$ км/ч имеем $q = 1{,}1$, т.е. почти сплошную последовательность пятен. При увеличении скорости полета или уменьшении частоты посылок лазера расстояние между центрами пятен возрастает. Естественно, что наиболее предпочтительным является третий случай в (3), когда при малых размерах $D_З$ возможен набор статистики об объектах, имеющих локальные однородные размеры, на порядок и более превышающие диаметр лазерного пятна.

Рассмотрим теперь реализуемые с помощью вращающегося клина направления сканирования в зондируемой среде и траектории оптической оси лидара на подстилающей поверхности. В связанной системе координат при синфазном вращении клиньев оптическая ось лидара перемещается по образующей кругового конуса, которая при высоте полета H описывает окружность радиусом $R_с = H\,\mathrm{tg}\delta$, при этом малая ось эллипса конического сечения зондирующего луча на расстоянии $H/\cos\delta$ от лидара равна $D_с = H\,\theta_0/\cos\delta$ (рис. 4,*а*). За счет сканирования линейная скорость перемещения точки пересечения оптической оси с поверхностью $X_gO_0Z_g$ равна

$$V_с = H\omega_с\,\mathrm{tg}\delta. \qquad (4)$$

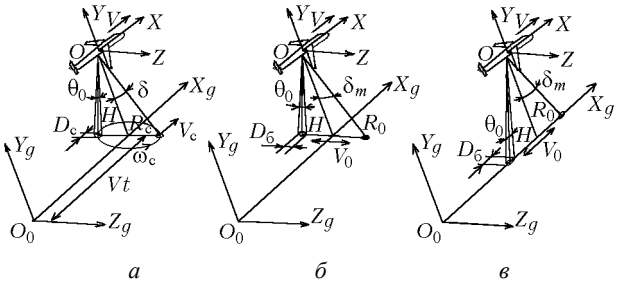


Рис. 4. Параметры сканирования и зондирование в связанной системе координат при синфазном (*а*) и ортофазном (*б*, *в*) вращении клиньев

При сканировании коэффициент распределения в связанной системе координат

$$q_с = \frac{V_с}{D_с f_и} = \frac{2\pi\, T_и \sin\delta}{\theta_0\, T_с}. \qquad (5)$$

В отличие от (2) соотношение (5) показывает, что в связанной системе координат при синфазном вращении $q_с$ не зависит от расстояния H, а определяется угловыми размерами и отношением периода посылок импульсов $T_и$ к периоду сканирования $T_с$. Задавшись ранее приведенными параметрами лидара $\theta_0 = 1{,}5 \cdot 10^{-3}$ мрад, $\delta = 16{,}965°$, получим $q_с = 1{,}22 \cdot 10^3\,(T_и/T_с)$. Таким образом, чтобы получить непрерывную полосу лазерных пятен, частота вращения сканера должна быть на три порядка меньше частоты посылок зондирующих импульсов.

В базовой системе координат $X_gO_0Z_g$ за счет движения самолета оптическая ось лидара будет перемещаться по циклоиде, которую обычно представляют в параметрической форме [8]. Для наших условий уравнение циклоиды удобно записать в следующем виде:

$$\begin{cases} X_g(t) = Vt \pm R_с \sin\omega_с t; \\ Z_g(t) = R_с \cos\omega_с t. \end{cases} \qquad (6)$$

При этом знак плюс в первом уравнении (6) соответствует вращению оптической оси по часовой стрелке. Пространственный период циклоиды $L_ц = 2\pi V/\omega_с$ не зависит от высоты полета H. В плоскости $X_gO_0Z_g$ максимальное отклонение оптической оси лидара от оси O_0X_g равно $R_с$, а параметр циклоиды $\lambda = V_с/V$. Когда $\lambda > 1$, циклоида является удлиненной, т.е. при большой угловой частоте $\omega_с$ петли сканирования являются возвратными (рис. 5,*а*). Когда значения $\omega_с$ и H малы ($V_с < V$), циклоида становится укороченной и возвратного сканирования нет (сплошная кривая на рис. 5,*б*). При больших значениях частот $\omega_с$ и $f_и$ возвратное сканирование позволяет проводить зондирование одной и той же территории в широкой полосе и таким образом набирать статистику за определенный период времени.

Анализ соотношения (6) показывает, что при ограниченном диапазоне скоростей полета V менять траектории сканирования удобнее за счет изменения частоты вращения сканера $\omega_с$. На рис. 5 представлено несколько возможных реализаций циклоиды и соответственно траекторий сканирования при $V = 300$ км/ч. Характерным является то, что при увеличении высоты H возрастает линейная скорость $V_с$ и циклоида становится удлиненной, а траектория движения оптической оси по поверхности – возвратной (см. рис. 5,*б*).

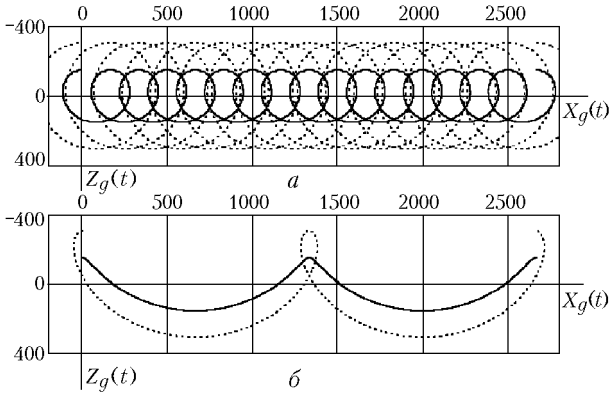


Рис. 5. Траектории движения оптической оси на поверхности $X_gO_0Z_g$ при H = 1000 м (– – –) и 500 м (——): *а* – $\omega_c = \pi$ рад/с, $L_ц$ = 166,7 м; *б* – $\omega_c = \pi/8$ рад/с, $L_ц$ = 1333,3 м. Расстояния вдоль осей указаны в метрах

В базовой системе координат коэффициент распределения q_c, определяемый по (5), за счет движения самолета изменяется, поскольку для траектории циклоиды в соответствии с (6) пространственный период зондирования $L_и$ между двумя посылками зондирующих импульсов является функцией двух координат X_g и Z_g и зависит от суммарного вектора скоростей V и V_c (см. рис. 4,*а*). Ввиду этого q_c является сложной функцией времени и получить для него математическое выражение, удобное для анализа, затруднительно. В следующем разделе будут представлены результаты численного моделирования распределения лазерных пятен на поверхности $X_gO_0Z_g$.

Рассмотрим теперь случай ортофазного вращения клиньев сканера. В плоскости сканирования, проходящей через ось «–*OY*» связанной системы координат, угол δ отклонения оптической оси лидара изменяется по зависимости $\delta = \delta_m \cos\omega_c t$ и, когда расположение двух клиньев образует плоскопараллельную пластинку $\omega_c t = (2k + 1)\pi/2$, направление оптической оси совпадает с направлением «–*OY*». Угол δ_m рассчитывается по соотношению (1), а линейное отклонение R_o (см. рис. 4,*б*,*в*) оптической оси лидара от оси «–*OY*» на плоскости $X_gO_0Z_g$ меняется по закону

$$R_o(t) = H \operatorname{tg}(\delta_m \cos\omega_c t). \tag{7}$$

Тогда линейная скорость перемещения точек на оптической оси лидара в плоскости сканирования (в связанной системе координат) равна

$$V_o(t) = \frac{dR_o(t)}{dt} = -\frac{\omega_c H \delta_m \sin \omega_c t}{\cos^2(\delta_m \cos \omega_c t)}. \tag{8}$$

В отличие от соотношения (4) при ортофазном вращении клиньев линейная скорость движения точек на оптической оси лидара изменяется по гармоническому закону, близкому к синусоидальному, так как при $\delta_m \cong 17°$ знаменатель (8) в течение периода T_c меняется в пределах от 0,9 до 1,0. Большая ось эллипса лазерного пятна на поверхности изменяется как

$$D_б(t) = \frac{\theta_0 H}{\cos^2 \delta} = \frac{\theta_0 H}{[\cos(\delta_m \cos \omega_c t)]^2}. \tag{9}$$

При ортофазном вращении клиньев в связанной системе координат из-за изменения линейной скорости оптической оси лидара коэффициент распределения также является функцией времени

$$q_o(t) = \frac{|V_o(t)|}{D_б(t) f_и} = \frac{\delta_m \omega_c \cos \omega_c t}{\theta_0 f_и} \tag{10}$$

и достигает максимального значения при приближении к оси «–*OY*», т.е. в окрестностях этой оси плотность лазерных пятен на поверхности минимальна и увеличивается по мере приближения к углу отклонения $\pm\delta_m$. Для определения $q_o(t)$ в базовой системе координат необходимо в соотношение (10) вместо скорости $V_o(t)$ подставить модуль суммарного вектора скоростей $V_o(t)$ и V.

Поскольку в связанной системе координат самолета сканирование происходит в плоскости, проходящей через ось «–*OY*», рассмотрим три характерных случая ориентации этой плоскости в базовой системе координат и соответствующего движения оптической оси лидара на поверхности Земли или облака.

1. Сканирование в плоскости $Y_gO_0Z_g$, перпендикулярной направлению полета самолета (см. рис. 4,*б*). В параметрической форме уравнение движения оптической оси запишется как

$$\begin{cases} X_g(t) = Vt; \\ Z_g(t) = H \operatorname{tg}(\delta_m \cos \omega_c t). \end{cases} \tag{11}$$

На рис. 6 в качестве примера показаны траектории движения оптической оси лидара в плоскости $X_gO_0Z_g$ для двух высот и двух частот вращения клиньев. При таком варианте сканирования ее движение по подстилающей поверхности или верхней границе облака происходит по гармоническому закону.

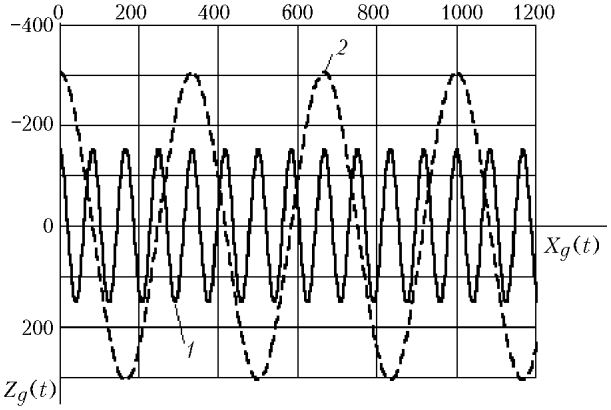


Рис. 6. Траектории движения оптической оси на поверхности для H = 1000 м (– – –) и 500 м (——) при поперечном сканировании: *1* – $\omega_c = 2\pi$ рад/с; *2* – $\omega_c = \pi/2$ рад/с. Расстояния вдоль осей указаны в метрах

2. Сканирование в плоскости $X_gO_0Y_g$, совпадающей с направлением полета (см. рис. 4,*в*). В этом случае оптическая ось лидара перемещается только вдоль оси O_0X_g. Уравнение ее движения

$$X_g(t) = Vt + H \operatorname{tg}(\delta_m \cos \omega_c t). \tag{12}$$

Характерным является то, что за счет качания оптической оси в плоскости $X_gO_0Y_g$ в зависимости от соотношения между ω_c, V и H она может многократно проходить через одну и ту же точку на поверхности $X_gO_0Z_g$. На рис. 7 показано временное изменение координаты $X_g(t)$ точки пересечения оптической оси лидара с этой поверхностью для нескольких частот сканирования и высот полета. Наклонная прямая соответствует пути, проходимому самолетом, или движению проекции оси OY вдоль оси O_0X_g. Как видно из этого рисунка, по траектории *1* оптическая ось лидара восемь раз проходит через координату $X_g(t) = 0$. На траектории *2* оптическая ось в течение 8 с колеблется около координаты $X_g(t) \approx 330$ м, что позволяет наблюдать протяженный объект в течение конечного интервала времени и при высокой частоте посылок лазерных импульсов набирать определенную статистику об этом объекте зондирования.

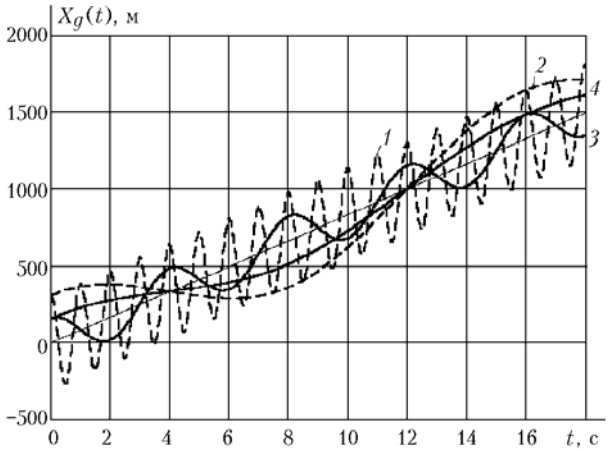


Рис. 7. Траектории движения оптической оси на поверхности для $H = 1000$ м (– – –) и 500 м (——) при продольном сканировании: *1* – $\omega_c = 2\pi$ рад/с; *2* – $\pi/8$ рад/с; *3* – $\pi/2$ рад/с; *4* – $\pi/8$ рад/с

3. Сканирование в плоскости, составляющей угол β *с направлением полета*. Для этого случая координаты перемещения точки пересечения оптической оси лидара с плоскостью $X_gO_0Z_g$ также удобно представить в параметрической форме

$$\begin{cases} X_g(t) = Vt + H\,\mathrm{tg}\,(\delta_m \cos \omega_c t) \cos \beta; \\ Z_g(t) = H\,\mathrm{tg}\,(\delta_m \cos \omega_c t) \sin \beta. \end{cases} \quad (13)$$

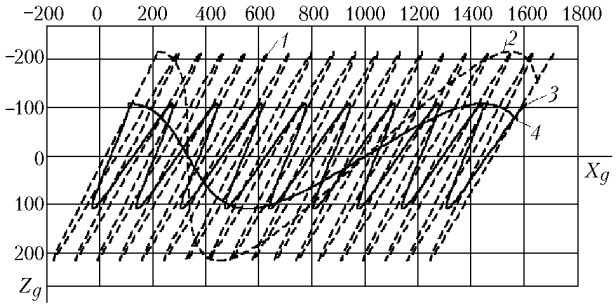


Рис. 8. Траектории движения оптической оси на поверхности для $H = 1000$ м (– – –) и 500 м (——) при сканировании под углом 45° к направлению полета: *1* – $\omega_c = 2\pi$ рад/с; *2* –$\pi/8$ рад/с; *3* – π рад/с; *4* – $\pi/8$ рад/с. Расстояния вдоль осей указаны в метрах

Траектория движения оптической оси для конкретного угла $\beta = 45°$ показана на рис. 8. При определенных параметрах полета (H и V) и частоты ω_c она является возвратной, т.е. позволяет проводить зондирование объекта несколько раз в течение конечного интервала времени. А при реализации траектории *2* на отдельных ее участках возможно перемещение оптической оси лидара в направлении, перпендикулярном движению самолета.

Таким образом, самолетное лазерное зондирование при ортофазном вращении клиньев позволяет реализовать различные траектории движения оптической оси лидара в базовой системе координат за счет вариации высоты полета и частоты вращения клиновых сканеров. Кроме того, несмотря на движение самолета, за счет сканирования оптической осью лидара возможно зондирование локальных объектов несколькими зондирующими импульсами.

Пространственная разрешающая способность зондирования со сканированием

Выше отмечалось, что получение математических выражений для коэффициента распределения q областей зондирования в базовой системе координат в форме, удобной для анализа, затруднено из-за одновременной зависимости пространственного периода зондирования $L_и$ от параметров сканирования и скорости полета. Поэтому с помощью программы Mathcad было проведено численное моделирование распределения лазерных пятен вдоль траектории движения оптической оси лидара при синфазном и ортофазном вращении клиньев для ряда реализуемых на практике значений $f_и$ и ω_c при постоянных значениях $H = 1000$ м, $\theta_0 = 1{,}5$ мрад, $V = 300$ км/ч. Характерные результаты представлены на рис. 9 – 12, где точками отмечены следы лазерных пятен на плоскости $X_gO_0Z_g$. Следует заметить, что реальный диаметр лазерных пятен почти на порядок меньше, чем показанные в масштабах большинства из этих рисунков жирные точки.

При синфазном вращении клиньев (см. рис. 9) наибольший пространственный период $L_и$ между импульсами наблюдается на том участке циклоиды, где угол между векторами скоростей V и V_c минимальный (в верхней части траектории). Наоборот, на возвратном (нижнем) участке петли циклоиды, когда этот угол приближается к π (скорость V вычитается из скорости V_c), плотность пятен увеличивается. Кратное увеличение частоты $f_и$ приводит к соответствующему кратному уменьшению пространственного периода $L_и$. При уменьшении угловой частоты ω_c (рис. 9,*б*) уменьшается линейная скорость V_c оптической оси лидара, что также вызывает уменьшение пространственного периода $L_и$ и увеличивает разрешающую способность зондирования вдоль траектории движения оптической оси. Однако при этом общая разрешающая способность зондирования по координате X_g уменьшается, так как витки циклоиды становятся реже. Если необходим более равномерный охват территории зондирования лазерными импульсами в пределах полосы шириной $2R_c$ (см. рис. 4,*а*), то более подходящими являются параметры зондирования и сканирования, представленные на рис. 9,*а*.

При ортофазном вращении клиньев и сканировании в плоскости, которая параллельна базовой плоскости $Y_gO_0Z_g$ (см. рис. 4,*б*) и перпендикулярна направлению полета ($\beta = 90°$), наиболее равномерное распределение зонди-

рующих импульсов по площади достигается при режимах сканирования и зондирования, соответствующих рис. 10,*а*. Плотность точек увеличивается на концах синусоиды, когда скорость сканирования $V_o(t)$, определяемая соотношением (8), приближается к нулю. При этом, как и для циклоиды, плотность лазерных пятен на поверхности минимальна в областях, близких к оси O_0X_g.

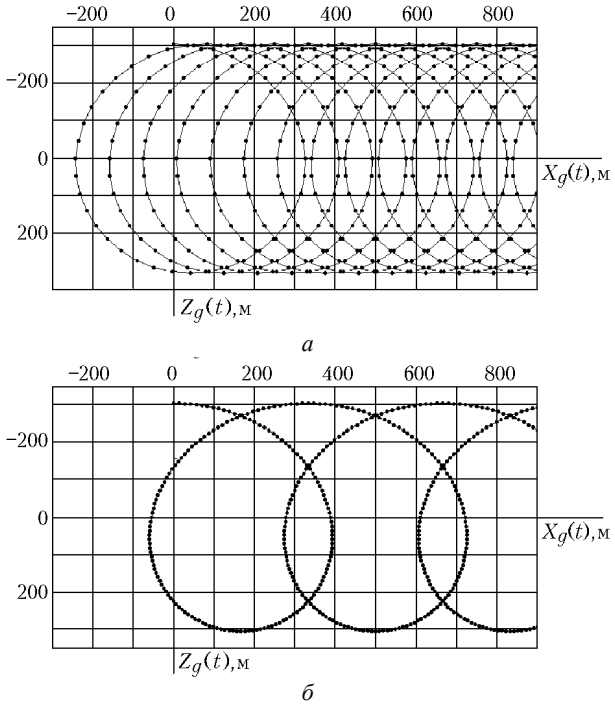


Рис. 9. Синфазное вращение клиньев по часовой стрелке при $f_и$ = 40 Гц: *а* – $\omega_c = 2\pi$ рад/с; *б* – $\omega_c = \pi/2$ рад/с

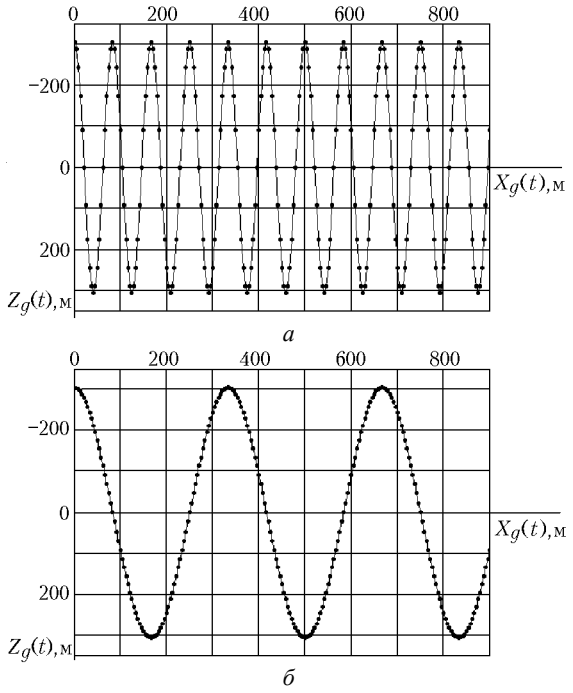


Рис. 10. Ортофазное вращение клиньев (β = 90°) при $f_и$ = 20 Гц: *а* – $\omega_c = 2\pi$ рад/с; *б* – $\omega_c = \pi/2$ рад/с

Наклон плоскости сканирования под углом β к направлению полета приводит к уменьшению полосы сканирования в sinβ раз (см. рис. 11). Однако плотность распределения лазерных пятен по осям O_0X_g и O_0Z_g при этом возрастает во всей полосе сканирования. При малой частоте ω_c возможна реализация случая, когда на определенном отрезке траектории движения в плоскости $X_gO_0Z_g$ оптическая ось лидара перемещается вдоль оси O_0Z_g (см. рис. 11,*б*). На этом отрезке траектории значения скоростей V и $V_o(t)\cos 45°$ практически равны, но направлены в противоположные стороны, и оптическая ось лидара перемещается за счет составляющей $V_o(t)\sin 45°$. В этом случае в течение 2 с полета координата $X_g(t)$ оптической оси лидара изменяется от 330 до 336 м, т.е. в пределах четырех диаметров лазерных пятен, координата $Z_g(t)$ – от −80,5 до +80,5 м, в то время как сам самолет перемещается на 167 м. Масштаб лазерных пятен на рис. 11,*б* уменьшен в пять раз по сравнению с их масштабом на предыдущем рисунке и практически соответствует реальному значению. Детальный анализ коэффициента $q_o(t)$ на этом участке показывает, что он равен ≈ 2,7, т.е. чтобы получить касание лазерных пятен, необходимо повысить частоту $f_и$ до ≈ 60 Гц.

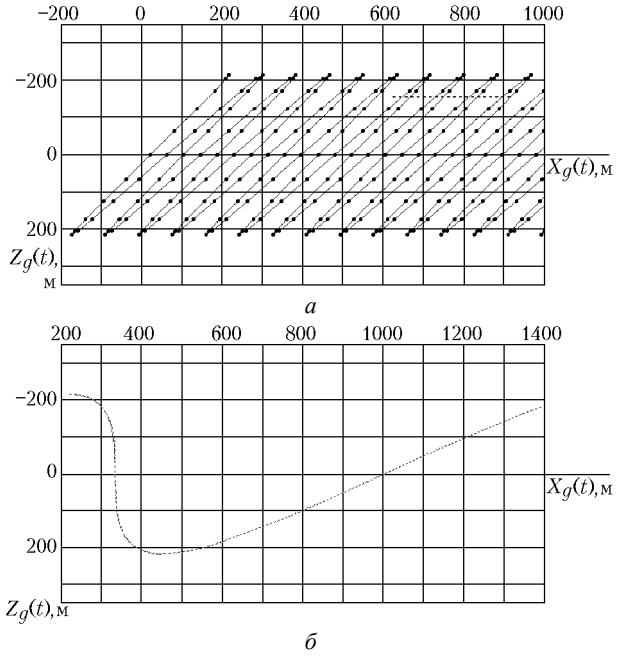


Рис. 11. Ортофазное вращение клиньев (β = 45°) при $f_и$ = 20 Гц: *а* – $\omega_c = 2\pi$ рад/с; *б* – $\omega_c = \pi/8$ рад/с

Результаты сканирования в плоскости $X_gO_0Y_g$ (см. рис. 4,*в*), совпадающей с направлением полета (β = 0°), представлены на рис. 12. В отличие от рис. 7 здесь ось абсцисс показывает положение центра связанной системы координат самолета $X_g = Vt$. В этом случае проекция траектории полета изображается наклонной прямой, а деформированные синусоиды показывают, как на плоскости $X_gO_0Z_g$ оптическая ось лидара отклоняется от проекции центра масс самолета. Лазерные пятна, изображенные на траектории рис. 12,*а*, показывают, что при малой частоте $f_и$ возвратное сканирование может не обеспечить попадания лазерных импульсов в одни и те же точки на оси O_0X_g, например в точку с координатой $X_g = 0$. Лишь повышение частот посылок $f_и$ до 100 Гц, при сохранении остальных параметров зондирования и сканиро-

вания, указанных на рис. 12,*а*, обеспечит в течение нескольких циклов сканирования неоднократное попадание оптической оси лидара в одну и ту же точку на оси O_0X_g. Представленная на рис. 12,*б* маленькими точками траектория лазерных пятен при частоте вращения клиньев $\omega_c = \pi/8$ рад/с показывает их распределение в масштабе, приближенном к реальному. В этом случае в течение 8,2 с производится зондирование области с координатой $X_g = (333 \pm 46)$ м, за это время самолет пролетает более 680 м. Уменьшая частоту ω_c, можно подобрать такое ее значение, когда оптическая ось лидара при продольном сканировании будет направлена практически в одну и ту же точку на оси O_0X_g в течение конечного интервала времени.

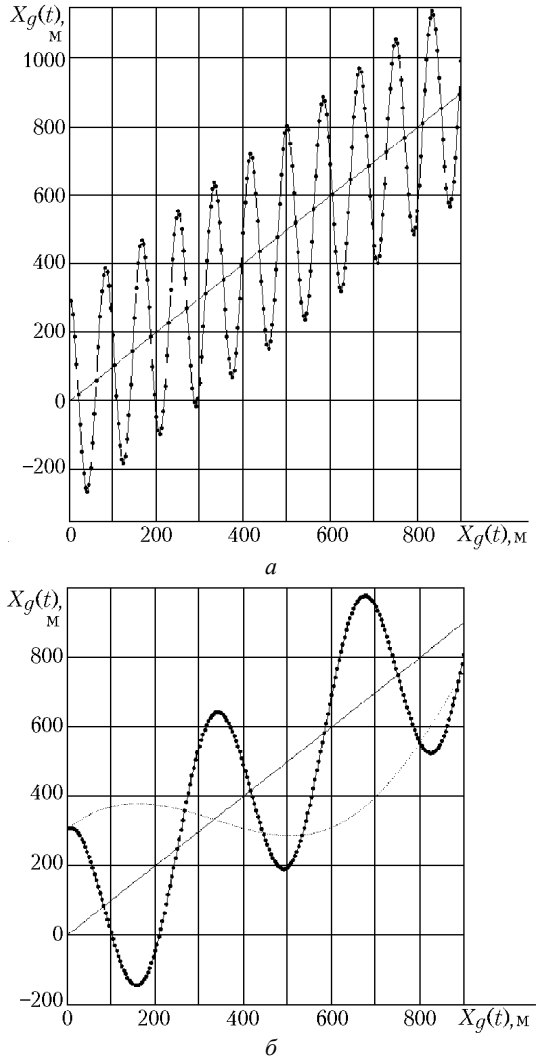


Рис. 12. Ортофазное вращение клиньев ($\beta = 0°$) при $f_и = 20$ Гц: *а* – $\omega_c = 2\pi$ рад/с; *б* – $\omega_c = \pi/2$ и $\pi/8$ рад/с. Наклонная прямая – траектория полета

Заключение

Сканер на основе двух оптических клиньев обеспечивает максимальное отклонение оптической оси лидара до значений $\delta_m = 17°$ и позволяет реализовать различные направления ее сканирования, как по образующей конуса, так и в плоскости, ориентированной под любым углом к направлению движения. Максимально достижимые скорости вращения клиньев сканера $\omega_c = 2\pi$ рад/с при их общей массе не более 20 кг.

Самолетный лидар со сканированием оптической оси позволяет проводить зондирование территории в полосе шириной $2H\,\mathrm{tg}\delta_m$ с пространственной разрешающей способностью, зависящей от параметров сканирования. В целом плотность распределения лазерных импульсов на площади $2Vt\,H\,\mathrm{tg}\delta_m$ зависит как от частоты посылок лазерных импульсов $f_и$, так и от формы траектории, которую описывает оптическая ось лидара на зондируемой поверхности. Сама траектория определяется видом сканирования (плоскостное или по образующей конуса) и частотой сканирования ω_c.

Для получения более равномерного распределения лазерных пятен на плоскости целесообразно использовать траектории циклоиды или синусоиды при $\omega_c = 2\pi$ рад/с, которые при высоте полета 1000 м обеспечивают максимальные линейные скорости движения оптической оси V_c (соотношение (4)) или $V_o(t)$ (соотношение (8)), превышающие скорость полета самолета более чем на порядок (рис. 9,*а* и 10,*а*). Увеличение частоты посылок лазерных импульсов до единиц килогерц при использовании YAG-лазеров с диодной накачкой позволит сделать траекторию лазерных пятен практически непрерывной [6].

Результаты, приведенные для сканера на основе вращающихся оптических клиньев, применимы, с соответствующими поправками на угловые частоты, для сканера на основе вращающихся или качающихся зеркал.

Полученные в данной работе результаты могут быть также интерполированы на космическое лидарное зондирование со сканированием. При этом за счет существенного увеличения высоты полета (более чем на два порядка) возрастают скорости V_c или $V_o(t)$, но в такой же степени увеличивается скорость полета космического аппарата (до 7,8 км/с). Возрастает в таких же пределах и полоса $2H\,\mathrm{tg}\delta_m$, охватываемая сканирующей оптической осью лидара, а плотность распределения лазерных импульсов по площади территории остается прежней.

1. *Самохвалов И.В., Шаманаев В.С.* Самолетные лидары и их применение. Деп. в ВИНИТИ 29.03.88. № 2403-В88. 38 с.
2. *Тихомиров А.А., Шаманаев В.С.* Самолетные поляризационные лидары // Региональный мониторинг атмосферы. Ч. 2. Новые приборы и методики измерений. Томск: Изд-во СО РАН, 1997. С. 58–78.
3. *Penny M.F., Abbot R.H., Phillips D.M. et al.* Airborne laser hydrography in Australia // Appl. Opt. 1983. V. 25. № 13. P. 2046–2058.
4. *Palm S.P., Melfi S.H., Carter D.L.* New airborne scanning lidar system: application for atmospheric remote sensing // Appl. Opt. 1994. V. 33. № 24. P. 5674–5681.
5. *Абрамочкин А.И., Занин В.В., Пеннер И.Э., Тихомиров А.А., Шаманаев В.С.* Самолетные поляризационные лидары для исследования атмосферы и гидросферы // Оптика атмосферы. 1988. Т. 1 № 2. С. 92–96.
6. *Schwemmer G.K.* Holographic Airborne Rotating Instrument Experiment (HARLIE) // Abstracts of paper 19th ILRC. Part 2. 1998. P. 623–626.
7. *Хиврич И.Г., Миронов Н.Ф., Белкин А.М.* Воздушная навигация. М.: Транспорт, 1984. 328 с.
8. *Бронштейн И.Н., Семендяев К.А.* Справочник по математике для инженеров и учащихся втузов. М.: ГИФМЛ, 1962. 608 с.

A.A. Tikhomirov, A.V. Beresnev, A.A. Abramochkin. **Skaner on the basis of rotating optical wedges and its capabilities for airborne lidar.**

Characteristics and peculiarities of lidar airborne scanner based on two optical wedges capable to rotate though the same angle or in opposite direction are treated. Parameters of the cycloid, which the lidar optical axis follows in the case of inphase scanning, are under analysis. Possible characteristic trajectories of scanning in basic coordinate system are presented at orthophase rotation of wedges and different position of scanning plane relative to the flight direction (orthogonal, parallel, and at arbitrary angle). The parameters of flight (the speed and altitude) and scanning (the angular frequency of rotation and angle of lidar optical axis deviation) are estimated.