УДК 621.396.93:51-71

ЛИНЕЙНОЕ ОТКЛОНЕНИЕ ОТРАЖЕННЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ ПРИ ЛОКАЦИИ ГЕОСТАЦИОНАРНОГО ИСЗ

М. М. Денисов, доцент МАТИ — РГТУ им. К. Э. Циолковского, к.т.н.; pm@mati.ru

Ключевые слова: *геостационарный спутник, лазерная локация, ретрорефлектор.*

Введение. Геостационарные искусственные спутники Земли (ИСЗ) в настоящее время играют большую роль в решении различных задач спутниковой связи. От того, насколько точно выдерживаются элементы орбиты такого ИСЗ, зависит время его существования. В настоящее время наибольшую точность определения элементов орбиты может обеспечить только лазерная локация.

При проведении лазерной локации ИСЗ немаловажное значение имеет линейное отклонение центра отраженного светового импульса от оси телескопа лазерной станции (ЛС). При лазерной локации отраженный от ретрорефлекторов световой импульс обычно имеет очень малую интенсивность, что существенно затрудняет локацию ИСЗ, находящихся на большом удалении от Земли.

Поэтому для улучшения условий локации необходимо использовать ретрорефлекторы с узкой диаграммой направленности отраженного излучения и обеспечивать (по возможности), расположение приемного телескопа ЛС поближе к центру пятна отраженного светового импульса. Обычно по технологическим и физическим причинам у ретрорефлекторов, предназначенных для лазерной локации ИСЗ, ширина диаграммы направленности отраженного излучения составляет от 4 до 6 угловых секунд по уровню половинной мощности.

Общепринято, что ретрорефлектор в силу своей конструкции отражает световые импульсы в направлениях, прямо противоположных направлениям, по которым они приходят к ретрорефлектору. Однако это утверждение справедливо только при наблюдении процесса отражения в системе отсчета, в которой находится ретрорефлектор. Если ретрорефлектор движется относительно системы отсчета наблюдателя (например, вместе с ИСЗ относительно наблюдателя, находящегося на ЛС), то закон отражения им световых импульсов, как и законы отражения от любого движущегося зеркала [1, задачи 579—580], в силу основных принципов общей теории относительности Эйнштейна выглядят иначе по сравнению с законами отражения от ретрорефлектора, покоящегося относительно ЛС. В результате между лучом, по которому световой импульс приходит к движущемуся ретрорефлектору, и лучом, по которому отраженный импульс возвращается к Земле, в общем случае должен быть не равный нулю угол.

Поэтому центр пятна отраженного светового импульса на поверхности Земли, даже если пренебречь вращением Земли, в общем случае будет находиться на некотором расстоянии от оси приемного телескопа ЛС. Вращение Земли вокруг своей оси также вносит свою лепту в этот эффект. Рассчитаем величину смещения центра пятна отраженного светового импульса от оси телескопа ЛС на примере локации геостационарного ИСЗ.

Постановка задачи. Поместим начало отсчета в центр Земли. Оси декартовых координат ориентируем следующим образом: ось Z направим вдоль оси вращения Земли, а оси X и Y — на далекие звезды. Эту систему отсчета будем называть геоцентрической невращающейся системой отсчета.

Пусть в момент времени $\tau = 0$ ЛС, расположенная на поверхности вращающейся Земли, имела координаты:

$$X_0 = R_0 \sin\theta_0 \cos\varphi_0;\ Y_0 = R_0 \sin\theta_0 \sin\varphi_0;\ Z_0 = R_0 \cos\theta_0,$$

где R_0 — радиус Земли; θ_0 — угол между осью вращения Земли и радиусом-вектором ЛС; φ_0 — угол между положительным направлением оси X и проекцией радиуса-вектора ЛС на плоскость XOY.

Тогда компоненты радиуса-вектора ЛС в геоцентрической невращающейся системе отсчета $\mathbf{R}_0(\tau)$ будут иметь вид:

$$\mathbf{R}_0(\tau) = \{R_0 \sin\theta_0 \cos(\Omega\tau + \varphi_0),\ R_0 \sin\theta_0 \sin(\Omega\tau + \varphi_0),\ R_0 \cos\theta_0\}, \quad (1)$$

где Ω — угловая частота вращения Земли.

Предположим далее, что в момент времени $\tau = 0$ эта станция излучила в направлении ИСЗ, находящегося на геостационарной орбите, световой импульс. В невращающейся геоцентрической системе отсчета закон движения этого импульса имеет вид:

$$\mathbf{R}_I = \mathbf{R}_0(0) + \mathbf{n}c\tau, \quad (2)$$

где $\mathbf{n}$ — постоянный вектор, удовлетворяющий условию $\mathbf{n}^2 = 1$; c — скорость света.

Запишем теперь координаты ИСЗ, движущегося по геостационарной орбите, лежащей в экваториальной плоскости XOY невращающейся геоцентрической системы отсчета:

$$\mathbf{R}_S(\tau) = \{R_S \cos(\Omega\tau + \varphi_S),\ R_S \sin(\Omega\tau + \varphi_S),\ 0\}, \quad (3)$$

где R_S — радиус геостационарной орбиты; φ_S — азимутальное положение ИСЗ на орбите в момент времени $\tau = 0$.

Следует отметить, что радиус R_S геостационарной орбиты связан с угловой частотой вращения Земли Ω соотношением $R_S^3 = GM/\Omega^2$, где GM — произведение гравитационной постоянной и массы Земли.

Движение светового импульса к геостационарному ИСЗ. Для того чтобы световой импульс, посланный ЛС в момент времени $\tau = 0$, попал на отражатели ИСЗ при $\tau = \tau_r$ должны выполняться уравнения:

$$\mathbf{R}_S(\tau_r) = \mathbf{R}_I(\tau_r).$$

Подставляя в это векторное уравнение выражения (2) и (3) и разрешая его относительно $\mathbf{n}$, получим:

$$n_x = \frac{[R_S \cos(\Omega\tau_r + \varphi_S) - R_0 \sin\theta_0 \cos\varphi_0]}{c\tau_r};$$

$$n_y = \frac{[R_S \sin(\Omega\tau_r + \varphi_S) - R_0 \sin\theta_0 \sin\varphi_0]}{c\tau_r};\ n_z = -\frac{R_0 \cos\theta_0}{c\tau_r}. \quad (4)$$

Учитывая, что квадрат вектора $\mathbf{n}$ должен быть равным единице, приходим к уравнению:

$$c^2\tau_r^2 = R_S^2 + R_0^2 - 2R_SR_0\sin\theta_0\cos[\Omega\tau_r + \varphi_S - \varphi_0].$$

Так как при локации геостационарного ИСЗ по порядку величины справедлива оценка $\Omega\tau_r \sim 10^{-6}$, то это уравнение можно разложить по малому параметру. Ограничиваясь линейной точностью, получим:

$$c^2\tau_r^2 - \frac{2\Omega R_S R_0}{c} c\tau_r \sin\theta_0 \sin(\varphi_S - \varphi_0) - R_{ES}^2 = 0,$$

где $R_{ES}^2 = R_0^2 + R_s^2 - 2R_SR_0\sin\theta_0\cos(\varphi_S - \varphi_0)$ — квадрат геометрического расстояния между ЛС и геостационарным ИСЗ.

Решая это уравнение с принятой точностью, найдем момент времени τ_r:

$$c\tau_r = R_{ES} + \frac{2\Omega R_0 R_S}{c}\sin\theta_0 \sin(\varphi_S - \varphi_0). \quad (5)$$

Используя соотношения (1), (2) и (4), запишем уравнение луча, по которому в невращающейся геоцентрической системе отсчета рассматриваемый световой импульс движется к ретрорефлектору геостационарного ИСЗ:

$$X_1(\tau) = R_0\sin\theta_0\cos\varphi_0 + \frac{\tau}{\tau_r}\left[R_S\cos(\Omega\tau_r + \varphi_S) - R_0\sin\theta_0\cos\varphi_0\right];$$

$$Y_1(\tau) = R_0\sin\theta_0\sin\varphi_0 + \frac{\tau}{\tau_r}\left[R_S\sin(\Omega\tau_r + \varphi_S) - R_0\sin\theta_0\sin\varphi_0\right]; \quad (6)$$

$$Z_1(\tau) = R_0\cos\theta_0 - \frac{\tau R_0}{\tau_r}\cos\theta_0.$$

Уравнения (5) и (6) полностью определяют движение светового импульса от ЛС к ИСЗ.

Законы преобразования координат и времени при переходе к системе отсчета геостационарного ИСЗ. Для дальнейшего рассмотрения необходимо найти соотношения, связывающие координаты и время невращающейся геоцентрической системы отсчета с координатами и временем системы отсчета, начало которой помещено в центр масс геостационарного ИСЗ.

В последней системе отсчета ретрорефлектор покоится и закон его отражения очень прост: он отражает световые импульсы в направлении, строго противоположном направлению, по которому они пришли. В геоцентрической системе отсчета ретрорефлектор движется по геостационарной орбите, а так как законы отражения от движущихся зеркал отличаются от законов отражения при покоящихся зеркалах, то движущийся ретрорефлектор в общем случае не будет отражать импульсы в направлении, строго противоположном направлению, по которому они пришли.

Из принципа эквивалентности общей теории относительности Эйнштейна [2] следует, что система отсчета, начало которой связано с центром масс ИСЗ, в отсутствие возмущающих сил негравитационной природы является локально лоренцевской системой отсчета. Согласно результатам работ [3—4], декартовы координаты x, y, z и время t этой системы отсчета связаны с декартовыми координатами X, Y, Z и временем τ невращающейся геоцентрической системы отсчета довольно сложными соотношениями, записанными с постньютоновской точностью. Эта точность для решения нашей задачи заведомо излишняя. Необходимо вычислять углы между лучами с точностью не выше $\delta\alpha \sim 10^{-6}$ радиан $\sim 10^{-1}$ угловой секунды. Для обеспечения этой точности формулы из работ [3—4] должны быть записаны в асимптотически главном приближении по малому параметру $GM/(c^2R_0) \sim 10^{-9}$ — безразмерному гравитационному потенциалу Земли.

Тогда формулы работ [3—4] принимают вид:

$$t = \tau - \frac{1}{c^2}\mathbf{V}_S(\tau)\mathbf{R},\ \mathbf{r} = \mathbf{R} - \mathbf{R}_S(\tau), \quad (7)$$

где $\mathbf{R}_S(\tau)$ задается выражением (4), а

$$\mathbf{V}_S(\tau) = \Omega R_S\{-\sin(\Omega\tau + \varphi_S), \cos(\Omega\tau + \varphi_S), 0\}. \quad (8)$$

Для обратных преобразований с принятой точностью имеем:

$$\tau = t + \frac{1}{c^2}(\mathbf{V}_S(t)\mathbf{r}),\ \mathbf{R} = \mathbf{r} + \mathbf{R}_S(t).$$

Закон отражения светового импульса от ретрорефлектора геостационарного ИСЗ. Найдем закон отражения светового импульса от ретрорефлектора, установленного на геостационарном ИСЗ.

Как известно, покоящийся ретрорефлектор отражает электромагнитный импульс туда, откуда он послан. Но в рассматриваемом случае ретрорефлектор вместе с геостационарным ИСЗ движется в невращающейся геоцентрической системе отсчета.

Так как законы отражения от движущихся зеркал отличаются от законов отражения от покоящихся зеркал, то и закон отражения от движущегося ретрорефлектора должен отличаться от закона отражения при покоящемся ретрорефлекторе. Для построения законов отражения световых импульсов от движущихся ретрорефлекторов, установленных на ИСЗ, необходимо найти закон преобразования вектора скорости светового импульса при переходе от невращающейся геоцентрической системы отсчета к локально инерциальной системе отсчета ИСЗ и обратно.

Взяв дифференциалы от выражений (7) и учитывая, что $d\mathbf{R} = \mathbf{v}d\tau$, $d\mathbf{r} = \mathbf{v}'dt$, получим релятивистский закон сложения скоростей в локально инерциальной системе отсчета ИСЗ:

$$\mathbf{v}' = \{\mathbf{v} - \mathbf{V}_S\}\left\{1 - \frac{1}{c^2}(\mathbf{a}_S(\tau)\mathbf{R}) - \frac{1}{c^2}(\mathbf{V}_S\mathbf{v})\right\}^{(-1)}, \quad (9)$$

где $\mathbf{a}_S(\tau) = d\mathbf{V}_S/d\tau = -\Omega^2\mathbf{R}_S$.

Обратные преобразования дают

$$\mathbf{v} = \{\mathbf{v}' + \mathbf{V}_S\}\left\{1 + \frac{1}{c^2}(\mathbf{a}_S(t)\mathbf{r}) + \frac{1}{c^2}(\mathbf{V}_S\mathbf{v}')\right\}^{(-1)}. \quad (10)$$

Оценим величину всех входящих в знаменатели выражений (9) и (10) слагаемых. При движении космического ИСЗ по геостационарной орбите его скорость $V_S \approx 3$ км/с. Для светового импульса справедлива оценка $|\mathbf{v}'| = |\mathbf{v}| = c$. Отсюда следует, что $|(\mathbf{V}_S\mathbf{v})/c^2| \sim |(\mathbf{V}_S\mathbf{v}')/c^2| \sim V_S/c \sim 10^{-5}$. Учтем также, что при локации геостационарного ИСЗ $|\mathbf{R}| \le R_S$, $|\mathbf{r}| \le R_S$ и $\Omega R_S = V_S$. Тогда несложно получить следующие оценки:

$$|(\mathbf{a}_S\mathbf{R}/c^2| \sim |(\mathbf{a}_S\mathbf{r})/c^2| \sim \Omega^2R_S^2/c^2 \sim V_S^2/c^2 \sim 10^{-9}.$$

Так как принятая относительная погрешность определения компонент вектора скорости электромагнитного импульса составляет 10^{-6}, то выражения (9) и (10) можно разложить в ряды по малым параметрам и пренебречь вкладом слагаемых меньших, чем 10^{-6} от асимптотически главных. В результате они примут вид:

$$\mathbf{v}' = \mathbf{v} - \mathbf{V}_S + \frac{1}{c^2}(\mathbf{V}_S\mathbf{v})\mathbf{v} + O\left(\frac{V_S^2}{c^2}\right)\mathbf{v};$$
$$\mathbf{v} = \mathbf{v}' + \mathbf{V}_S - \frac{1}{c^2}(\mathbf{V}_S\mathbf{v}')\mathbf{v}' + O\left(\frac{V_S^2}{c^2}\right)\mathbf{v}'. \quad (11)$$

Дифференцируя выражение (2) по времени, вычислим вектор скорости электромагнитного импульса в геоцентри-

ческой системе отсчета до отражения: $\mathbf{v}=c\mathbf{n}$. Тогда в силу первого из соотношений (11) вектор скорости этого импульса в локально инерциальной системе отсчета, связанной с ИСЗ, будет иметь вид:

$$\mathbf{v}'=c\mathbf{n}+(\mathbf{n}\mathbf{V}_S)\mathbf{n}-\mathbf{V}_S+\mathrm{O}(V_S{}^2/c^2)\mathbf{n}.$$

В системе покоя ретрорефлектор отражает электромагнитный импульс строго в противоположном направлении. Поэтому в локально инерциальной системе отсчета вектор скорости отраженного импульса $\mathbf{v}'_{ref}$ будет отличаться знаком от вектора $\mathbf{v}'$:

$$\mathbf{v}'_{ref}=-\mathbf{v}'=\mathbf{V}_S-\mathrm{c}\mathbf{n}-(\mathbf{n}\mathbf{V}_S)\mathbf{n}+\mathrm{O}(V_S{}^2/\mathrm{c}^2)\mathbf{n}.$$

Используя второе выражение системы (11), найдем вектор скорости отраженного импульса $\mathbf{v}'_{ref}$ в невращающейся геоцентрической системе отсчета в момент времени $\tau=\tau_r$:

$$\mathbf{v}_{ref}(\tau_r)=2\mathbf{V}_S(\tau_r)-\mathrm{c}\mathbf{n}-2(\mathbf{V}_S(\tau_r)\mathbf{n})\mathbf{n}+\mathrm{O}(V_S{}^2/\mathrm{c}^2)\mathbf{n}. \qquad (12)$$

Подставляя в выражение (12) соотношения (4), (5), (8) и разлагая его в ряд с линейной точностью по имеющимся малым параметрам, получим:

$$\begin{aligned}
\upsilon_{ref,x}&=\left[\frac{\mathrm{c}}{R_{ES}}+\frac{\Omega R_S R_0}{R^2{}_{ES}}\sin\theta_0\sin(\varphi_S-\varphi_0)\right]\times\\
&\times\left[R_0\sin\theta_0\cos\varphi_0-R_S\cos\varphi_S\right]-\Omega R_S\sin\varphi_S;\\
\upsilon_{ref,y}&=\left[\frac{\mathrm{c}}{R_{ES}}+\frac{\Omega R_S R_0}{R^2{}_{ES}}\sin\theta_0\sin(\varphi_S-\varphi_0)\right]\times\\
&\times\left[R_0\sin\theta_0\sin\varphi_0-R_S\sin\varphi_S\right]+\Omega R_S\cos\varphi_S;\\
\upsilon_{ref,z}&=\left[\frac{\mathrm{c}}{R_{ES}}+\frac{\Omega R_S R_0}{R^2{}_{ES}}\sin\theta_0\sin(\varphi_S-\varphi_0)\right]R_0\cos\theta_0.
\end{aligned} \qquad (13)$$

Движение отраженного светового импульса к Земле. В инерциальной системе отсчета световые импульсы двигаются равномерно и прямолинейно. Поэтому движение отраженного от ИСЗ электромагнитного импульса в невращающейся геоцентрической системе отсчета будет происходить по закону:

$$\mathbf{R}_{ref}=\mathbf{R}_S(\tau_r)+(\tau-\tau_r)\mathbf{v}_{ref}(\tau_r), \qquad (14)$$

где $\mathbf{R}_S(\tau_r)$ — радиус-вектор геостационарного ИСЗ (4) в момент времени $\tau=\tau_r$, удовлетворяющий условию: $\mathbf{R}_S^2(\tau_r)=R_S^2$.

В некоторый момент $\tau=\tau_f$ отраженный импульс достигнет поверхности Земли, в результате чего $\mathbf{R}_{ref}^2(\tau_r)=R_0^2$. Поэтому, возводя выражение (14) в квадрат и учитывая, что $\mathbf{v}_{ref}^2=\mathrm{c}^2$, получим уравнение для определения момента времени $\tau=\tau_f$:

$$R_S^2-R_0^2+\mathrm{c}^2\left(\tau_f-\tau_r\right)^2+2\left(\mathbf{R}_S(\tau_r)\mathbf{v}_{ref}\right)\left(\tau_f-\tau_r\right)=0. \qquad (15)$$

Число действительных корней квадратного уравнения (15) зависит от знака его дискриминанта

$$\begin{aligned}
D&=\left(\mathbf{R}_S(\tau_r)\mathbf{v}_{ref}\right)^2-\mathrm{c}^2R_S^2+\mathrm{c}^2R_0^2=\\
&=\frac{\mathrm{c}^2R_0^2}{R_{ES}^2}\left[R_S\sin\theta_0\cos(\varphi_S-\varphi_0)-R_0\right]^2+\\
&+\frac{2\Omega\mathrm{c}R_S^2R_0}{R_{ES}^3}\sin\theta_0\sin(\varphi_S-\varphi_0)\left[R_S-R_0\sin\theta_0\cos(\varphi_S-\varphi_0)\right]\times\\
&\times\left[R_{ES}^2+R_S^2-R_SR_0\sin\theta_0\cos(\varphi_S-\varphi_0)\right].
\end{aligned}$$

Несложно показать, что $R_S\sin\theta_0\cos(\varphi_S-\varphi_0)-R_0=R_{ES}\cos\gamma$, где γ — угол между радиусом-вектором $\mathbf{R}_0(0)$ и вектором, соединяющим ЛС с космическим аппаратом в момент времени $\tau=0$.

Так как лазерную локацию для уменьшения влияния атмосферы проводят только при нахождении космического аппарата выше 15° над линией местного горизонта, то $|\gamma|<75°$ и $R_S\sin\theta_0\cos(\varphi_S-\varphi_0)-R_0\geq R_{ES}\cos75°\approx 0{,}26R_{ES}$. Область поверхности Земли, для которой при заданном значении угла φ_S это условие выполняется, находится внутри кривой, показанной на рис. 1.

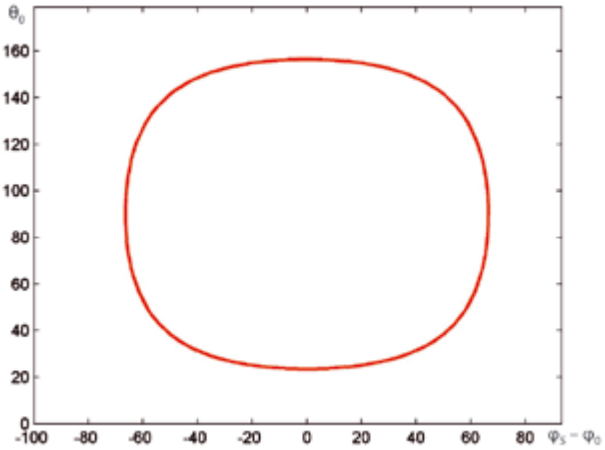

Рис. 1

Поэтому при локации геостационарного ИСЗ разность $R_S\sin\theta_0\cos(\varphi_S-\varphi_0)-R_0$ при любых значениях θ_0 и $\varphi_S-\varphi_0$, находящихся в допустимой области рис. 1, больше $0{,}26R_{ES}$ и дискриминант D можно записать в виде:

$$\begin{aligned}
D&=\frac{\mathrm{c}^2R_0^2}{R_{ES}^2}\left[R_S\sin\theta_0\cos(\varphi_S-\varphi_0)-R_0\right]^2\times\\
&\times\left\{1+\frac{2\Omega R_S^2}{\mathrm{c}R_0R_{ES}^3\cos^2\gamma}\sin\theta_0\sin(\varphi_S-\varphi_0)\left[R_S-R_0\sin\theta_0\cos(\varphi_S-\varphi_0)\right]\times\right.\\
&\left.\times\left[R_{ES}^2+R_S^2-R_SR_0\sin\theta_0\cos(\varphi_S-\varphi_0)\right]\right\}.
\end{aligned} \qquad (16)$$

Так как $D>0$, то отраженный от ретрорефлектора геостационарного космического аппарата луч пересечет поверхность Земли (поверхность сферы $\mathbf{R}_{ref}^2(\tau_f)=R_0^2$) в двух точках.

Из двух корней квадратного уравнения (15) будем выбирать меньший, который соответствует времени пересечения отраженным импульсом поверхности Земли в точке, ближайшей к ИСЗ:

$$\mathrm{c}^2\left(\tau_f-\tau_r\right)=-\left(\mathbf{R}_S(\tau_r)\mathbf{v}_{ref}\right)-\sqrt{D}.$$

В результате получим:

$$\tau_f=\tau_r-\frac{1}{\mathrm{c}^2}\left[\left(\mathbf{R}_S(\tau_r)\mathbf{v}_{ref}\right)+\sqrt{D}\right]. \qquad (17)$$

Уравнения (13), (14), (16) и (17) полностью определяют движение светового импульса от ЛС к ретрорефлектору геостационарного ИСЗ и от ретрорефлектора к Земле.

Вычисление линейного отклонения отраженных импульсов. Введя обозначение $\mathbf{R}_c=\mathbf{R}_{ref}(\tau_f)$, радиус-вектор центра пятна, образуемого на поверхности Земли отраженным световым импульсом, в геоцентрической системе отсчета можно записать в виде:

$$\mathbf{R}_c=\mathbf{R}_S(\tau_r)-\frac{\vec{v}_{ref}}{\mathrm{c}^2}\left[\left(\mathbf{R}_S(\tau_r)\mathbf{v}_{ref}\right)+\sqrt{D}\right]. \qquad (18)$$

За промежуток времени $\tau = \tau_f$ Земля в невращающейся геоцентрической системе отсчета повернется на угол $\Omega\tau_f$, и ЛС согласно выражениям (1) будет находиться в точке, радиус-вектор которой $\mathbf{R}_f$ имеет компоненты:

$$\mathbf{R}_f = R_0\{\sin\theta_0\cos(\Omega\tau_f + \varphi_0),\ \sin\theta_0\sin(\Omega\tau_f + \varphi_0),\ \cos\theta_0\}. \quad (19)$$

Поэтому вектор $\delta\mathbf{R}$, соединяющий ЛС с центром пятна, образованного на поверхности Земли отраженным световым импульсом, будет иметь вид: $\delta\mathbf{R} = \mathbf{R}_C - \mathbf{R}_f$.

Подставляя в это выражение соотношения (18) и (19), разлагая полученный результат в ряд по малым параметрам $\Omega R_S/c$ и $\Omega R_{ES}/c$, найдем явный вид компонент вектора $\delta\mathbf{R}$:

$$(\delta\mathbf{R})_x = -\frac{2\Omega R_{ES}}{c}\Big\{R_S\sin\varphi_S - R_0\sin\theta_0\sin\varphi_0 - R_S\sin\theta_0\sin(\varphi_S-\varphi_0)\frac{[R_S\cos\varphi_S - R_0\sin\theta_0\cos\varphi_0]}{[R_S\sin\theta_0\cos(\varphi_S-\varphi_0)-R_0]}\Big\};$$

$$(\delta\mathbf{R})_y = \frac{2\Omega R_{ES}}{c}\Big\{R_S\cos\varphi_S - R_0\sin\theta_0\cos\varphi_0 + R_S\sin\theta_0\sin(\varphi_S-\varphi_0)\frac{[R_S\sin\varphi_S - R_0\sin\theta_0\sin\varphi_0]}{[R_S\sin\theta_0\cos(\varphi_S-\varphi_0)-R_0]}\Big\}; \quad (20)$$

$$(\delta\mathbf{R})_z = \frac{2\Omega R_{ES}R_SR_0\sin\theta_0\cos\theta_0\sin(\varphi_S-\varphi_0)}{c[R_S\sin\theta_0\cos(\varphi_S-\varphi_0)-R_0]}.$$

Из этих соотношений следует, что расстояние между ЛС и центром пятна, образованным отраженным световым импульсом на поверхности Земли, будет определяться выражением:

$$\delta\mathbf{R} = \sqrt{(\delta\vec{R})^2} = \frac{2\Omega R_{ES}}{c}\Big\{[R_S - R_0\sin\theta_0\cos(\varphi_S-\varphi_0)]^2 + R_0^2\sin^2\theta_0\sin^2(\varphi_S-\varphi_0)\frac{R_{ES}^2R_S^2\sin^2\theta_0\sin^2(\varphi_S-\varphi_0)}{[R_S\sin\theta_0\cos(\varphi_S-\varphi_0)-R_0]^2}\Big\}^{1/2}. \quad (21)$$

Заключение. Численный анализ выражения (21) показывает, что отклонение центра пятна отраженного импульса δR от ЛС при локации геостационарного ИСЗ изменяется от 622 до 1400 м в зависимости от значений угла θ_0 и разности $\varphi_S - \varphi_0$ (рис. 2).

Наибольшее значение отклонение $\delta R = 1400$ м имеет место на границе допустимой зоны $|\gamma| < 75°$, а наименьшее $\delta R = 622$ м — при $|\gamma| = 0°$, когда ЛС расположена на экваторе и ИСЗ находится над ней в зените.

При использовании ретрорефлекторов с расходимостью 6 угловых секунд по уровню половинной мощности

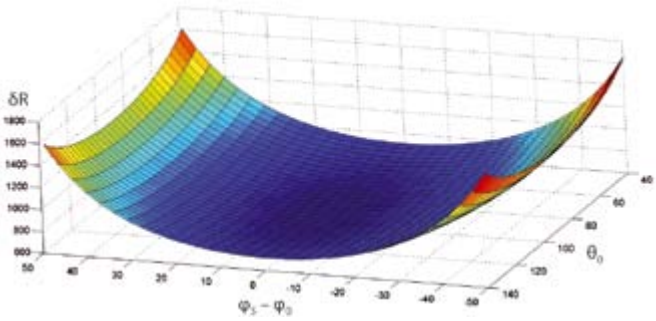

Рис. 2

линейный размер пятна, образуемого на Земле отраженным от ретрорефлектора световым импульсом, составляет примерно 1 км при $|\gamma| = 0°$ и 3 км — при $|\gamma| = 75°$. Поэтому при локации геостационарных ИСЗ ЛС всегда находится на расстоянии от центра пятна, составляющем более половины его линейного размера. В результате интенсивность принимаемого ЛС светового импульса будет ослаблена за счет уменьшения сигнала при смещении от его центра к периферии. Для устранения этого недостатка необходимо смещать приемный телескоп относительно передающего на вектор $\delta\mathbf{R}$, координаты которого даны в формуле (20).

В случае, если на геостационарном ИСЗ установлен не единый ретрорефлектор, а целый блок ретрорефлекторов, то отраженный импульс из-за дифракции будет иметь большие размеры. Однако и в этом случае интенсивность отраженного сигнала имеет максимум в центре дифракционной картины. Поэтому приемный телескоп ЛС и в таких случаях целесообразно смещать относительно передающего телескопа на вектор $\delta\mathbf{R}$, определяемый формулой (20).

Настоящая работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант № 10-02-00771а.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Батыгин В.В., Топтыгин И.Н.** Сборник задач по электродинамике.— М.: Наука, 1970.— 504 с.
2. **Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.** Теория поля.— М.: Наука, 1988.— 510 с.
3. **Ashby N., Bertotti B.** Relativistic perturbations of an Earth satellites//Phys. Rev. Lett.— 1984.— Vol. 52.— P. 485—488.
4. **Ashby N., Bertotti B.** Relativistic effects in local inertial frames//Phys. Rev.— 1984.— Vol. 34.— № 8.— P. 2246—2259.

Получено 01.04.10

ИНФОРМАЦИЯ

НА ЗАСЕДАНИИ КОЛЛЕГИИ МИНКОМСВЯЗИ

21 сентября обсуждались перспективы телеграфной связи, проект закона «О почтовой связи» и вопросы управления сетью связи общего пользования в чрезвычайных ситуациях.

Объем **услуг телеграфной связи** в России неуклонно падает: если в 1991 г. было отправлено 200 млн. телеграмм, то в 2009 г.— 11,5 млн. За последние пять лет количество объектов телеграфной связи в стране снизилось на 12% — до 34,2 тыс., из них 25,4 тыс.— в сельской местности; количество каналов телеграфной связи (их загрузка составляет 40%) сократилось на 26% — до 65,2 тыс. В 2009 г. доходы от передачи телеграмм компенсировали только примерно треть затрат на оказание услуги, то же ожидается в 2010 г.

Причины на поверхности: морально устаревшее оборудование, несоответствие функционала телеграфной связи потребностям рынка, ее неспособность конкурировать с современными сетями связи по скорости доставки информации и рентабельности (при этом тарифы на услугу передачи телеграммы растут ежегодно на 25%).

Несмотря на убыточность телеграфной связи отказаться от нее, как, например, сделали в Нидерландах в 2004 г. и ряде других стран, в России невозможно: телеграфные сети связи являются объектами двойного назначения, широко используются госорганами, обладают уникальными потребительскими свойствами (телеграмма признается юридически значимым документом).

На коллегии были озвучены меры, которые могли бы способствовать возрождению телеграфа: включение телеграфной связи в число универсальных услуг связи с определенным механизмом возмещения убытков от их предоставления; внесение изменений в технические требования построения телеграфных сетей связи для внедрения IP-протокола и возможности передачи телеграфного трафика по сетям передачи данных. Это позволило бы увеличить скорость передачи телеграмм, а также снизить эксплуатационные расходы.

Вопрос о перспективности развития телеграфной связи требует серьезной проработки, тем не менее очевидно, что услугу следует сохранить из-за функций доставки срочных сообщений, имеющих характер документа.