

УДК 551.463.5:535.36

СРЕДНИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, ПРОШЕДШЕГО ЧЕРЕЗ РАЗОРВАННУЮ ОБЛАЧНОСТЬ

М. М. Крекова, Г. А. Титов

Исследовано распространение лазерного излучения в разорванной облачности как стохастически макронеоднородной рассеивающей среде. На примере модельной задачи показано, что в случае больших оптических толщин и малых расстояний между облаками радиационное взаимодействие облаков вызывает качественные изменения во временной структуре сигнала: появление локального максимума и увеличение мощности на заднем фронте импульса. Установлено, что учет конечных горизонтальных размеров кучевых облаков приводит к большим ошибкам при определении средней энергии и мощности прошедшего лазерного излучения.

Импульсные сигналы от оптических квантовых генераторов используются в системах локации, передачи информации и т. д. При создании подобных систем необходимо знать искажающее влияние атмосферы, в том числе и разорванной облачности, на характеристики переносимого узкого светового пучка. Разорванная облачность — это облачное поле со случайной геометрией (количество, размеры, форма и положение в пространстве облаков) и детерминированными оптическими параметрами внутри отдельного облака. Стохастичность облачного поля обуславливает необходимость статистического описания переноса излучения, в рамках которого устанавливается взаимосвязь между статистическими характеристиками полей облачности и радиации.

Наиболее перспективным, на наш взгляд, представляется подход, основанный на выводе из стохастического уравнения переноса замкнутых уравнений для статистических характеристик излучения. Такие уравнения для средней интенсивности получены в марковском приближении как в стационарной [1], так и в нестационарной [2] задачах. Показана справедливость уравнений в моделях разорванной облачности, построенных на основе пуассоновских ансамблей точек в пространстве [3] и на прямых [4]; разработан алгоритм вычисления методом Монте-Карло линейных функционалов от средней интенсивности [5]. В данной работе исследуется средняя энергия и мощность рассеянного лазерного излучения, пропущенного разорванной облачностью.

Модель и метод решения. Пусть подстилающая поверхность (плоскость $z=0$) имеет нулевое альbedo, что приблизительно соответствует альbedo океана. На высоте h находится облачный слой Λ : $h \leq z \leq H$, в пределах которого индикатриса рассеяния $g(\omega\omega')\kappa(\mathbf{r})$, коэффициенты ослабления $\sigma\kappa(\mathbf{r})$ и рассеяния $\sigma_s\kappa(\mathbf{r})$ являются случайными скалярными полями,

$$\kappa(\mathbf{r}) = \begin{cases} 1, & \mathbf{r} \in G \\ 0, & \mathbf{r} \notin G \end{cases} \quad (1)$$

G — случайное множество точек в Λ , в которых присутствует облачное вещество, вне Λ $\sigma = \sigma_s = 0$. Поскольку коэффициенты молекулярного и аэрозольного рассеяния много меньше соответствующих параметров облаков, то при умеренных и больших баллах облачности N можно учитывать только взаимодействие излучения с облаками.

Одной из возможных моделей $\kappa(\mathbf{r})$ является модель на основе пуассоновских потоков точек на прямых [4], которая более или менее правдоподобно описывает основные параметры реального облачного поля.

В этой модели $\langle \kappa(\mathbf{r}) \rangle = p$ — безусловная, а $V(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = P[\kappa(\mathbf{r}_1) = 1/\kappa(\mathbf{r}_2) = 1]$ — условная вероятности наличия облаков. Последняя вероятность определяется как

$$V(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = (1 - p) \exp[-A(\omega)|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|] + p, \quad (1')$$

где $\omega = (\omega_1, \omega_2, \omega_3) = (\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)/|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|$, $A(\omega) = |\omega_1|A_x + |\omega_2|A_y + |\omega_3|A_z$, A_x , A_y и A_z — параметры пуассоновского распределения (среднее число точек, приходящихся на единицу длины). Балл облачности рассчитывается по формуле

$$N = 1 - (1 - p) \exp(-pA_z \Delta H), \quad (2)$$

$\Delta H = H - h$. При $A_x = A_y = A_z = A$ справедлива формула

$$A = [1,65(N - 0,5)^2 + 1,04]/D, \quad (3)$$

связывающая среднее число точек A с экспериментально определяемым баллом облачности N и средним горизонтальным размером облаков D .

Пусть в точке $(0, 0, H_0)$, $H_0 > H$, находится источник, оптическая ось которого ориентирована в надир. Источник излучает δ -импульс изотропно в пределах угла φ , приемник с угловой апертурой φ_d и ориентированной в зенит оптической осью находится в точке $(x, 0, 0)$. На верхнюю границу слоя Λ падает излучение с интенсивностью $I_H = I_H(\mathbf{r}, \omega, t) \delta(z - H) \delta(t - (z - H)/c\omega_3)$, равной нулю за пределами пятна диаметром $d = (H_0 - H) \operatorname{tg} \varphi_t$, c — скорость света.

При $\gamma = \Delta H/D \rightarrow 0$ справедлива асимптотическая формула

$$\lim_{\gamma \rightarrow 0} \langle I(\mathbf{r}, \omega, t) \rangle = p I_1(\mathbf{r}, \omega, t), \quad (4)$$

где $I_1(\mathbf{r}, \omega, t) = \langle I(\mathbf{r}, \omega, t) \rangle|_{p=1}$ — интенсивность рассеянного излучения в плоскопараллельном однородном облачном слое. В [2] показано, что данное соотношение можно использовать при оценке $\langle I(\mathbf{r}, \omega, t) \rangle$ в слоистых облаках ($\gamma \lesssim 10^{-2}$), частично покрывающих небосвод.

Ниже приведены результаты расчетов средней мощности

$$\langle P(x, t) \rangle = \int_{2\pi} \int_{\cos \varphi_d}^1 |\omega_3| \langle I(x, 0, 0, \omega, t) \rangle d\omega$$

и энергии

$$\langle E(x) \rangle = \int_0^{\infty} \langle P(x, t) \rangle dt$$

рассеянного пропущенного излучения в предположении, что интенсивность источника равна единице. Средняя интенсивность нерассеянного света вычисляется по достаточно простым формулам, поэтому здесь не рассматривается. Расчеты выполнены при $\varphi_t = 10^{-4}$ рад, $\varphi_d = 30'; 1; 2; 3; 5; 10; 30'$, $h = 0,5$ км, $\Delta H = 0,5$ км, $H_0 = 300$ км, $A_z = 0$ и, согласно (5), $p = N$, $x = 0$; другие значения H_0 , A_z и x специально отмечаются в тексте. Индикатриса рассеяния соответствует длине волны $0,53$ мкм и облаку С1 [6].

Средняя энергия. Из-за горизонтальной неоднородности граничных условий (в плоскости $z = H$ источник освещает пятно диаметра d) $\langle I(\mathbf{r}, \omega, t) \rangle$ при заданном $z \in [h, H]$ быстро убывает, начиная с некоторого расстояния от оси пучка, что является основной причиной слабой изменчивости величины средней энергии при больших φ_d (рис. 1).

Наибольшая чувствительность средней энергии к вариациям поля зрения приемника наблюдается при относительно небольших значениях φ_d . Основная часть энергии заключена в пределах телесного угла приемника с $\tilde{\varphi}_d = \text{arctg } d/h$, когда поле зрения почти полностью перекрывает освещенный (без рассеяния) источником объем в среде: $\tilde{\varphi}_d \approx 3^\circ 30'$ при $H_0 = 300$ км и $\tilde{\varphi}_d \approx 9^\circ$ при $H_0 = 800$ км. С возрастанием коэффициента ослабления от 20 до 40 км⁻¹ увеличивается доля энергии, выходящей из пучка за счет рассеяния, а с увеличением расстояния от источника до облачного слоя уменьшается как $1/(H_0 - H)^2$ освещенность верхней границы облаков, что приводит к уменьшению в несколько раз средней энергии, регистрируемой приемником (кривые 3, 6 и 3', 7).

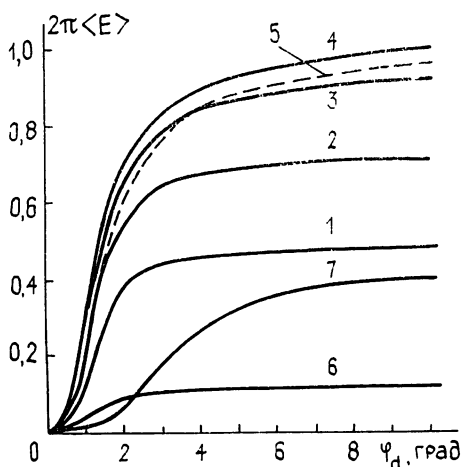


Рис. 1.

Рис. 1. Зависимость средней энергии $\langle E \rangle$ рассеянного излучения от угловых размеров детектора при различных баллах облачности N .

Кривые 1—5 рассчитаны для $N = 0,3, 0,5, 0,7, 0,85$ и 1 соответственно, $\sigma = 20$ км⁻¹, $H_0 = 300$ км; 6 — для $\sigma = 40$ км⁻¹, $N = 0,7$, $H_0 = 300$ км; 7 — для $\sigma = 20$ км⁻¹, $N = 0,7$ и $H_0 = 800$ км.

Рис. 2. Изменение средней энергии $\langle E \rangle$ в зависимости от балла облачности N , коэффициента ослабления σ и типа облаков в различных углах приема φ_d . Сплошные кривые — Cu, пунктир — st.

Кривые 1—5 слева — расчет при $\sigma = 20$ км⁻¹ и углах $\varphi_d = 30^\circ, 1; 2; 5$ и 30° соответственно; справа при $\sigma = 40$ км⁻¹ и углах $\varphi_d = 3, 5; 10$ и 30° , соответствующих кривым 1—4.

На рис. 2 представлена зависимость средней энергии от балла облачности N , коэффициента ослабления σ , угловой апертуры φ_d и типа облаков — кучевые ($0,5 \leq \gamma \leq 2$) или слоистые ($\gamma \leq 10^{-2}$). При одинаковых параметрах задачи средняя энергия $\langle E \rangle_{\text{Cu}}$, рассеянная кучевой облачностью, всегда превосходит $\langle E \rangle_{\text{st}}$ в случае слоистых облаков, т. е. $\langle E \rangle_{\text{Cu}} \geq \langle E \rangle_{\text{st}}$ и неравенство усиливается с возрастанием оптической плотности среды. При $\sigma = 40$ км⁻¹ и средних значениях N $\langle E \rangle_{\text{Cu}}$ может быть больше $\langle E \rangle_{\text{st}}$ почти в 10 раз. Эти различия связаны с относительно большой ролью в формировании среднего поля радиации излучения, выходящего через боковые стороны отдельных кучевых облаков. Такое излучение испытывает в среднем меньше актов рассеяния, чем выходящее через основание, и из-за сильной вытянутости вперед индикатрисы рассеяния дает основной вклад в пропускание, поэтому кучевая облачность пропускает в среднем больше, чем слоистая. С ростом $N \geq 0,7$ увеличивается средний горизонтальный размер кучевых облаков, в том числе и за счет возрастания вероятности образования облачных групп, а среднее расстояние между облаками уменьшается. Поэтому в среднем уменьшается доля «искаженного» боковыми сторо-

нами излучения, увеличивающаяся часть которого может многократно рассеиваться между облаками (радиационное взаимодействие облаков), что приводит к уменьшению различий между $\langle E \rangle_{\text{Cu}}$ и $\langle E \rangle_{\text{st}}$ при больших N . Следует отметить, что зависимость $\langle E \rangle_{\text{Cu}}$ от N нелинейна и немонотонна, особенно при больших оптических толщинах облаков. Из простых физических соображений ясно, что с возрастанием оптической толщины энергия рассеянного излучения сначала увеличивается, а затем монотонно убывает, чем и объясняется немонотонная зависимость $\langle E \rangle_{\text{Cu}}$ от N .

При использовании узких лазерных пучков в системах передачи информации возникают трудности при совмещении оптических осей передатчика и приемника. В этой связи целесообразно рассмотреть вопрос о распределении средней энергии в плоскости приемника ($x \neq 0$). С удалением приемника от оси пучка происходит монотонное уменьшение средней энергии, обусловленное пространственно-угловой ограниченностью источника излучения (рис. 3). Для заданных оптических толщин прошедший импульс за счет многократного рассеяния достаточно сильно расплывается в горизонтальной плоскости, поэтому не наблюдается заметных изменений в скорости убывания средней энергии при переходе через геометрическую зону пучка ($x=d$). Для всех значений x справедливо $\langle E(x) \rangle_{\text{Cu}} > \langle E(x) \rangle_{\text{st}}$ и при увеличении x от 0 до d $\langle E(x) \rangle_{\text{st}}$ убывает в $\sim 1,3-1,7$ раза быстрее, чем $\langle E(x) \rangle_{\text{Cu}}$. При $N=0,7$ отношение $\langle E(d) \rangle_{\text{Cu}} / \langle E(d) \rangle_{\text{st}} \sim 1,3-1,5$ и увеличивается до $1,6-2,0$ при $N=0,3$.

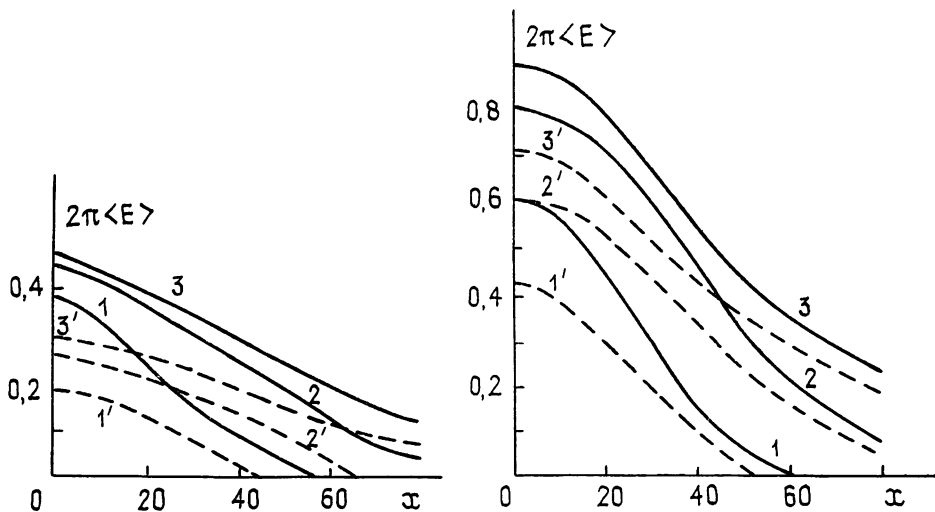


Рис. 3. Распределение $\langle E \rangle$ в плоскости наблюдения, перпендикулярной оси пучка, в зависимости от N , φ_d и типа облаков. В левой части рисунка $N=0,3$, в правой $N=0,7$.

Кривые 1—3 соответствуют $\varphi_d = 2; 5$ и 10° , $\sigma = 20 \text{ км}^{-1}$, $D = 0,25 \text{ км}$, пунктир — st, сплошные линии — Cu.

Модельная задача. При кучевой облачности с увеличением балла возрастает вероятность события, когда в поле зрения приемника находится два и более облаков, и в среднем увеличивается доля выходящего через боковые стороны облака излучения, которое после многократного рассеяния внутри и между соседними облаками попадает на приемник. Суммарная регистрируемая мощность складывается из мощностей излучения, приходящего непосредственно после рассеяния в каждом из облаков, и мощности излучения, обусловленного эффектами многократного рассеяния света между облаками. Для оценки влияния радиационного взаимодействия облаков на временную структуру принимаемого сигнала рассмотрим более простую задачу: разорванную облачность заменим однородным плоскопараллельным облач-

ным слоем, из которого «вырезана» полоса между плоскостями $x = \pm R_0$, т. е. этот слой состоит из двух полубесконечных в горизонтальном направлении облаков. С учетом симметрии задачи мощность на детекторе равна $P(l) = 2P_0(l) + P_{12}(l)$, где $P_0(l)$ и $P_{12}(l)$ — мощности от одного облака и за счет радиационного взаимодействия соответственно $l = l' - H_0$, l' — истинная длина пробега кванта.

На рис. 4 представлены результаты расчета $P(l)$, $P_{12}(l)$ и составляющих сигнала по кратностям рассеяния $P_n(l)$, $n=2-4$. Однократно рассеянное излучение здесь не приведено, так как оно не имеет особенностей по сравнению со случаем сплошного облака, и сосредоточено в узком интервале l .

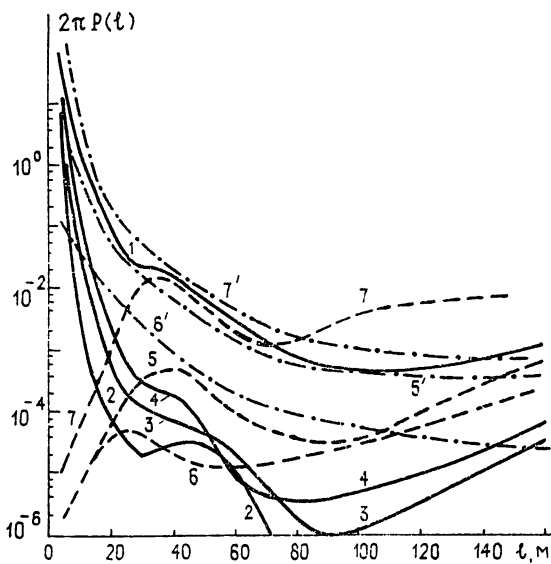


Рис. 4. Зависимость $P(l)$ от R_0 и σ и оценки вкладов различных его составляющих при $\varphi_d = 3^\circ$.

Кривая 1 — $P(l)$, номера кривых 2—4 соответствуют порядкам кратностей рассеяния $P_n(l)$ при $\sigma = 20 \text{ км}^{-1}$ и $R_0 = 20 \text{ м}$; 5—7 — $P_{12}(l)$, 5'—7' — $2P_0(l)$, 5, 6 и 5', 6' — $R_0 = 20 \text{ м}$, $\sigma = 20$ и 40 км^{-1} соответственно, 7 и 7' — $\sigma = 20 \text{ км}^{-1}$, $R_0 = 10 \text{ м}$.

Наличие локальных максимумов и минимумов в $P_n(l)$ можно объяснить лишь многократным рассеянием света между облаками, что наглядно подтверждается оценками мощности $P_{12}(l)$. По сравнению со сплошным облаком характерной особенностью поведения полного сигнала является возрастание $P(l)$ на заднем фронте импульса. Рис. 4 иллюстрирует также влияние оптической плотности и расстояния между облаками на величины $2P_0(l)$ и $P_{12}(l)$. С увеличением σ и уменьшением R_0 относительная роль многократного рассеяния между облаками увеличивается и радиационное взаимодействие оказывает существенное влияние на суммарную мощность регистрируемого импульса при $l \geq 20 \div 30 \text{ м}$.

Средняя мощность. С увеличением N средняя мощность $\langle P(l) \rangle$ при всех значениях l сначала возрастает, а для $N \geq 0,7$ и малых l начинает убывать (рис. 5). Физическое объяснение этой зависимости было дано при обсуждении изменчивости средней энергии при вариациях N (см. рис. 2). При малых N расстояние между облаками в среднем велико и, следовательно, мало многократно рассеянное между облаками излучение, поэтому с возрастанием l средняя мощность монотонно убывает (кривая 1). С увеличением N радиационное взаимодействие облаков играет все более существенную роль в формирова-

нии $\langle P(l) \rangle$ и для $N > 0,5$ вызывает небольшое увеличение средней мощности на заднем фронте импульса $l > 110$ м (кривые 2, 3).

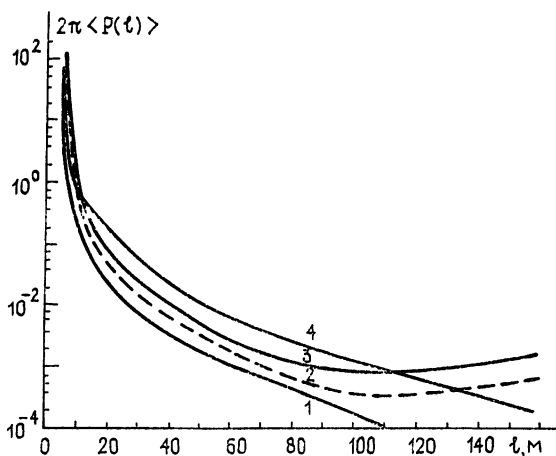


Рис. 5. Зависимость средней мощности $\langle P(l) \rangle$ от балла облачности N .

Кривые 1—4 соответствуют $N=0,3; 0,5; 0,7$ и 1, $\sigma = 20 \text{ км}^{-1}$, $D = 0,25 \text{ км}$.

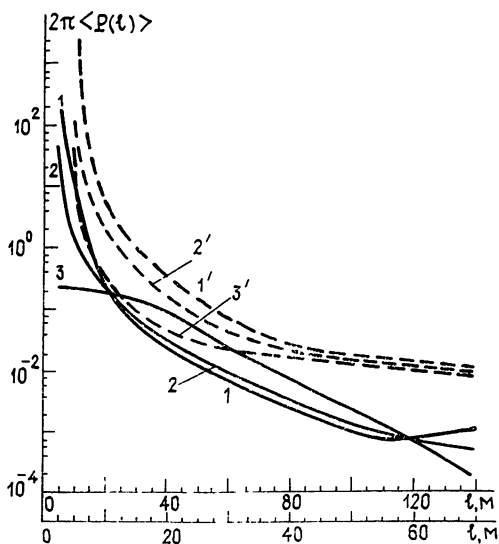


Рис. 6. Влияние оптической плотности среды, модели облаков и вариаций положения приемника относительно оси пучка на $\langle P(l) \rangle$, при $N=0,7$, $D=0,25 \text{ км}$.

Кривая 1 — расчет для модели II с $A_z \neq 0$, $\sigma = 20 \text{ км}^{-1}$, 2, 3 — модель I с $A_z = 0$, $\sigma = 20$ и 40 км^{-1} соответственно, $\varphi_d = 2^\circ$; 1'—3' соответствует $x = 0, 40$ и 80 м при $\varphi_d = 3^\circ$ и $\sigma = 20 \text{ км}^{-1}$. Для 1'—3' — нижняя шкала.

С увеличением среднего горизонтального размера облаков параметр γ уменьшается и $\langle P(l) \rangle_{\text{Cu}}$ стремится к $\langle P(l) \rangle_{\text{st}}$, которая рассчитывается на основе формулы (4). Представляют интерес количественные оценки различий между $\langle P(l) \rangle_{\text{Cu}}$ и $\langle P(l) \rangle_{\text{st}}$ на начальном участке импульса, где мощности имеют максимальные значения. Расчеты показали, что для $\sigma = 20 \text{ км}^{-1}$ величина $\delta(l) = \langle P(l) \rangle_{\text{Cu}} / \langle P(l) \rangle_{\text{st}}$ при $l = 5 \text{ м}$ равна примерно 2 при $N = 0,3$ и 1,5 при $N = 0,7$. Для тех же значений

N с увеличением σ до 40 км^{-1} средняя мощность резко убывает (рис. 6), значения $\delta \leftrightarrow (5)$ существенно возрастают и составляют около 400 и 150 соответственно. С увеличением l различия между средними мощностями от кучевой и слоистой облачности уменьшаются: $\sigma = 20 \text{ км}^{-1} \delta (10) \sim 1,2 \div 1,4$, $\sigma = 40 \text{ км}^{-1} \delta (10) \sim 3 \div 4$. Анализ полученных результатов позволяет сделать вывод о том, что основные по энергетике различия между $\langle P(l) \rangle_{\text{Cu}}$ и $\langle P(l) \rangle_{\text{st}}$ имеют место на начальном участке импульса, $l \leq 10 \div 15 \text{ м}$.

Все представленные выше результаты получены в модели I — при $A_z = 0$ и $p = N$. Рассмотрим теперь модель II: $A_x = A_y = A_z = A$, p и N связаны соотношением (2). В данной модели облака имеют не только случайные горизонтальные размеры, но и случайные толщину и высоту основания (в пределах облачного слоя). Согласно (2) $p \leq N$ и, следовательно, при одинаковых N в модели II в среднем содержится меньше облачного вещества, чем в модели I. При заданных параметрах задачи ($N = 0,7$, $p = 0,35$) это приводит к тому, что в модели II средняя мощность при малых l больше, чем в модели I. Отметим, что в модели I вклад в $\langle P(l) \rangle$ однократного рассеяния внутри облака не превышает 35%, тогда как в модели II он достигает 60%.

При удалении от оси пучка происходит заметный спад мощности на начальном фронте сигнала (рис. 6). Это связано со снижением вклада в $\langle P(l) \rangle$ рассеяния низкой (при $x = 80 \text{ м}$ и $\varphi_d = 3^\circ$, однократно рассеянный свет на приемник не попадает) кратности и возрастанием вклада рассеяния более высоких кратностей, а на формирование последних требуется больше времени. Изменение при возрастании l соотношения между относительной ролью различных кратностей рассеяния приводит к заметному увеличению $\langle P(l) \rangle$ в области $20 \leq l < 120 \text{ м}$. Что касается вклада радиационного взаимодействия облаков в $\langle P(l) \rangle$, то при увеличении x оно, по-видимому, оказывает доминирующее влияние на среднюю мощность при больших значениях l , чем на оси пучка. На периферии пучка средние мощности сигнала от кучевой и слоистой облачности отличаются приблизительно в 1,5—2 раза. Относительная погрешность вычисления средней энергии — около 2—3%, а средней мощности при $l \sim 100 \div 150 \text{ м}$ — 20—30%.

ЛИТЕРАТУРА

1. Глазов Г. Н., Титов Г. А. // Изв. вузов. Радиофизика. 1980. Т. 23. № 4. С. 41.
2. Скоринов В. Н., Титов Г. А. // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1984. Т. 20. № 5. С. 372.
3. Скоринов В. Н., Титов Г. А. // Изв. вузов. Радиофизика. 1983. Т. 26. № 8. С. 971.
4. Титов Г. А. // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1985. Т. 21. № 9. С. 940.
5. Скоринов В. Н., Титов Г. А. Алгоритм расчета методом Монте-Карло средней интенсивности излучения в разорванной облачности. Методы и алгоритмы статистического моделирования. — Новосибирск: ВЦ СО АН СССР, 1983. С. 91.
6. Дейрменджан Д. Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами. — М.: Мир, 1971. С. 165.

Институт оптики атмосферы
СО АН СССР

Поступила в редакцию
9 июня 1987 г.

MEAN CHARACTERISTICS OF LASER RADIATION PROPAGATING THROUGH BROKEN CLOUDINESS

M. M. Krekova, G. A. Titov

The problem on laser radiation propagation through broken cloudiness as a stochastically macroinhomogeneous medium is considered. Using a simulation problem as an example, it is shown, that for large optical depths and small distances between the clouds, radiation clouds interaction causes qualitative variations in the signal time structure: the presence of local maximum and the power increase at the trailing edge of a pulse. It should be noted that the neglect of the finite horizontal cumulus sizes results in large errors at determining the mean energy and power of propagated laser radiation.