

И.Ю. Макушкина, В.В. Белов

СПЕКТРАЛЬНАЯ ЯРКОСТЬ И РАДИУС ПОМЕХИ БОКОВОГО ПОДСВЕТА ПРИ НАБЛЮДЕНИИ ЧЕРЕЗ АТМОСФЕРУ

Обсуждаются результаты исследования помехи бокового подсвета при наблюдении через аэрозольно-газовую атмосферу. Анализ проведен на основе численных экспериментов на ЭВМ с использованием метода Монте-Карло и приближения однократного рассеяния.

Одной из помех, возникающих при переносе изображения через рассеивающие среды, является, как известно, боковой подсвет («*adjacency effect*»). В отличие от световой дымки, возникающей только при освещении подстилающей поверхности внешним источником, эта помеха присутствует и в случае наблюдения самосветящейся плоскости предметов. Результатом ее возникновения является искажение истинной пространственной структуры объекта в его изображении, вплоть до ее полного разрушения. Исследование помехи бокового подсвета, таким образом, имеет важное значение для решения задач прогнозирования и коррекции изображений, получаемых с помощью аэрокосмических средств. Обзор литературы показал, что, несмотря на большой интерес к этой проблеме, многие ее аспекты изучены недостаточно полно. Это касается, в частности, спектральной зависимости яркости бокового подсвета, влияния на ее поведение геометрических условий наблюдения и т.д. В настоящей статье обобщаются результаты исследования помехи бокового подсвета в условиях аэрозольно-газовой атмосферы Земли. Ее можно рассматривать как продолжение работ [1,2], в которых анализируется процесс формирования этой помехи в модельных условиях, имитирующих на ЭВМ работу реальной лабораторной установки [3].

В качестве модели атмосферы при проведении численных экспериментов была выбрана среднечисленная модель континентального аэрозоля [4]. Учет молекулярной составляющей производился на основе данных Макклатчи [5] коэффициентов рассеяния и ослабления для среднеширотной зимы. Селективное поглощение газов в окнах прозрачности при необходимости учитывалось на основе модели [6] при метеорологической дальности видимости $S_m = 23$ км. Большая часть результатов получена для безоблачной атмосферы, однако для того чтобы установить тенденции изменения закономерностей формирования бокового подсвета при появлении в атмосфере более плотных образований, в ряде экспериментов моделировался слой сплошной облачности с индикатрисой рассеяния типа облако С.1 и с параметрами, соответствующими слоистым облакам: геометрическая толщина $\Delta l = 300$ м, коэффициент ослабления $\sigma_t \approx 17 \text{ км}^{-1}$. Геометрическая схема расчетов соответствовала сферической модели земной поверхности и атмосферы. Направление наблюдения \mathbf{n} было задано с помощью зенитного угла $0^\circ \leq \theta \leq 85^\circ$. Высота наблюдения L над поверхностью Земли равнялась 90 км. Подстилающая поверхность предполагалась однородной ламбертовой.

Анализ закономерностей формирования бокового подсвета был выполнен на основе численных экспериментов на ЭВМ БЭСМ-6 и МВК «Эльбрус» в приближении однократного рассеяния (ПОР) и методом Монте-Карло. В последнем случае использовалась известная модификация — метод сопряженных траекторий. Описание алгоритмов приведено в [7].

При изучении интегральных характеристик помехи бокового подсвета обычно рассматривают [8–11] две: яркость бокового подсвета и горизонтальный размер области формирования этой помехи (радиус). Следует отметить, что некоторое различие интерпретаций обеих характеристик, встречающихся в литературе, не меняет качественного вида установленных зависимостей последних от оптико-геометрических условий наблюдения. Введенные нами обозначения η_∞ и R_ε [1, 2, 7] (соответственно яркости бокового подсвета и его радиуса) также находятся в однозначной связи с определениями других авторов. Напомним, что:

$$\eta_\infty(\mathbf{n}) = \iint_{-\infty}^{\infty} h(x, y; \mathbf{n}) dx dy.$$

Здесь $h(x, y; \mathbf{n})$ — функция размытия точки рассматриваемой системы видения. Радиус R_ε находится из соотношения

$$0 < \iint_{-R}^R h(x, y; \mathbf{n}) dx dy / \eta_\infty = \varepsilon \leq 1,$$

где ε — заданный относительный уровень бокового подсвета.

Исследования показали, что как величина бокового подсвета, так и его радиус являются сложными функциями многих переменных. Их значения определяются оптическими и геометрическими условиями наблюдения, а также распределением яркости, задающим объект. Обе характеристики бокового подсвета существенным образом зависят от альbedo подстилающей поверхности. Остановимся подробно на каждой из них.

Одним из параметров, определяющих величину бокового подсвета, является длина волны λ . Как отмечается в [9, 10], увеличение λ ведет к уменьшению яркости бокового подсвета. Анализ результатов наших расчетов показал, однако, что спектральная зависимость интенсивности этой помехи в атмосфере имеет более сложный характер. Как видно из рис. 1, убывание η_{∞} с ростом λ , скорее является тенденцией, которой свойственно появление немонотонности при некоторых условиях наблюдения. Ее происхождение обусловлено одновременным действием различных факторов: особенностями аэрозольной (а следовательно, и «взвешенной» аэрозольно-молекулярной) индикатрисы рассеяния и атмосферного пропускания, наличием в реальной атмосфере разных типов рассеяния и т.д.

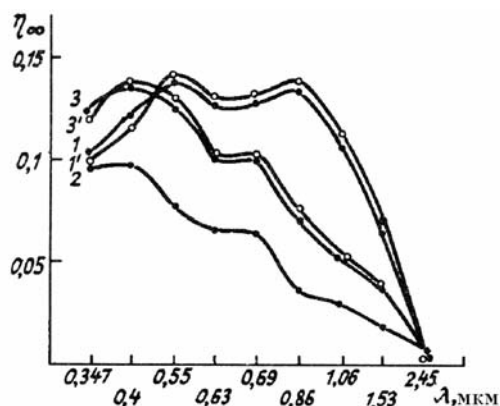


Рис. 1. Спектральная зависимость η_{∞} . Кривые 1, 1' — $\theta = 0^\circ$; 2 — $\theta = 30^\circ$; 3, 3' — $\theta = 70^\circ$. 1, 2, 3 — с учетом сферичности атмосферы, 1', 3' — без него

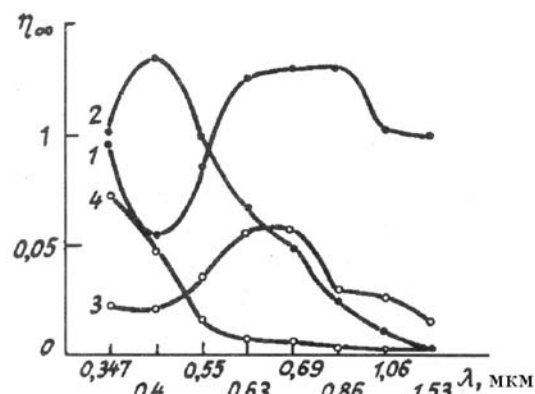


Рис. 2. Цифры у кривых: 1, 2 — $\theta = 85^\circ$; 3, 4 — $\theta = 0^\circ$. 1, 3 — аэрозольное ослабление; 2, 4 — молекулярное

Эти и другие факторы оказывают существенное неоднозначное влияние на формирование помехи бокового подсвета. В частности, рис. 2 иллюстрирует зависимость η_{∞} от типа рассеяния — молекулярного или аэрозольного. Из рисунка видно, что тот или другой тип рассеяния определяет качественно иное спектральное распределение η_{∞} . К этому следует добавить, что соотношение между интенсивностью процессов молекулярного и аэрозольного рассеяния меняется с высотой. Это приводит к дополнительным вариациям взвешенной индикатрисы рассеяния, а также вероятности выживания кванта Λ . По оценкам авторов [8, 12, 13], исследовавших влияние Λ на величину бокового подсвета, эта характеристика — одна из определяющих уровень η_{∞} .

Кроме рассмотренных оптических характеристик, оказывающих существенное влияние на величину бокового подсвета (λ , Λ , соотношение молекулярного и аэрозольного рассеяния), следует отнести к их числу и оптическую толщину вертикального столба атмосферы. По оценкам [8, 9, 12, 14] и результатам наших расчетов, значение η_{∞} прямопропорционально z . Как отмечено в [2], влияние оптической толщины на η_{∞} качественно меняется, если рассматривать широкий диапазон вариации τ (по крайней мере, до $\tau \approx 12$), в частности, при $\tau \approx 3$ реализуется максимум η_{∞} . Таким образом, прямопропорциональный характер зависимости $\eta_{\infty}(\tau)$ является вполне закономерным, если учесть, что оптическая толщина безоблачной атмосферы в рассматриваемых участках спектра обычно не превышает единицы.

Обратимся к влиянию на яркость подсвета геометрических условий наблюдения зенитного угла θ и геометрической модели подстилающей поверхности и атмосферы. Закономерность поведения яркости η_{∞} при изменении угла наблюдения θ иллюстрируется рис. 1, 3 и табл. 1.

Из приведенных данных следует, что увеличение угла θ может давать различные результаты в зависимости от длины волны. Вид функций $\eta_{\infty}^{\lambda}(\tau)$ вероятно, определяется изменением оптической толщины τ с ростом τ . Как уже отмечалось, при исследовании результатов решения модельной задачи был установлен экстремальный характер зависимости $\eta_{\infty}(\tau)$ с максимумом при $\tau \approx 3$. Сопоставляя изменение η_{∞} и τ с увеличением σ , можно обнаружить следующую закономерность: если в рассматриваемом диапазоне углов $0^\circ \leq \theta \leq 85^\circ$ оптическая толщина атмосферы выходит за пределы $\tau \approx 3$, то зависимость $\eta_{\infty}(\theta)$ является немонотонной, причем максимум η_{∞} приходится на тот угол θ , которому соответствует $\tau \approx 3$. Если же при увеличении θ оптическая толщина не достигает этого значения ($\tau < 3$), то яркость монотонно увеличивается с ростом θ . Исключение составляет длина волны $\lambda = 2,45$ мкм. В этом случае функция $\eta_{\infty}(\theta)$ также имеет максимум, но оптическая толщина, соответствующая θ_{\max} , принимает уже значение 0,956. Это можно объяснить тем, что для $\lambda = 2,45$ мкм опти-

ческая толщина атмосферы формируется в гораздо большей степени (по сравнению с другими длинами волн) поглощением, главным образом молекулярным. Следовательно, для этой длины волны характерно меньшее значение вероятности выживания кванта, которое к тому же меняется с высотой. Уменьшение величины Λ приводит к смещению максимума $\eta_{\infty}(\tau)$ в область меньших τ (что также было установлено при решении модельной задачи). Это и объясняет смещение максимума $\eta_{\infty}(\theta)$.

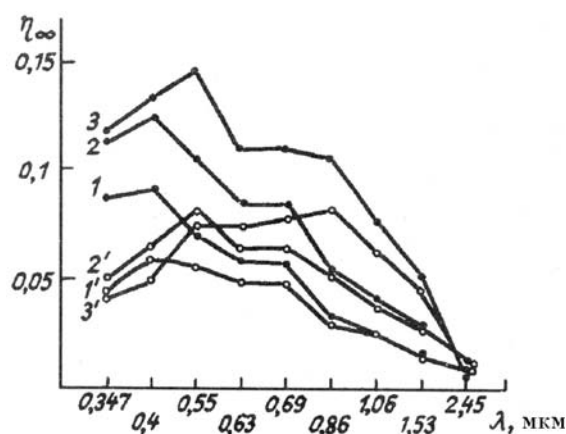


Рис. 3. Цифры у кривых: 1 — $\theta = 0^\circ$; 2 — $\theta = 60^\circ$; 3 — $\theta = 80^\circ$. 1, 2, 3 — с учетом многократного рассеяния, 1', 2', 3' — ПОР

Таблица 1

Яркость бокового подсвета η_{∞}

λ , мкм	θ , град					
	0	30	60	70	80	85
0,347	0,0869	0,0944	0,115	0,122	0,116	0,102
0,4	0,0903	0,0965	0,123	0,135	0,138	0,120
0,55	0,0705	0,0768	0,106	0,125	0,145	0,140
0,69	0,0577	0,0631	0,0839	0,992	0,120	0,129
0,86	0,0308	0,0357	0,0554	0,0707	0,105	0,133
1,06	0,0263	0,0293	0,0417	0,0520	0,0760	0,106
1,53	0,0162	0,0185	0,0289	0,0376	0,0535	0,0641
2,45	0,0101	0,0107	0,0125	0,0116	0,0061	0,0025

Влияние геометрической модели атмосферы иллюстрирует рис. 1. Как видно из рисунка, на яркость бокового подсвета практически не оказывает влияние учет сферичности подстилающей поверхности и атмосферы. Гораздо более существенные различия (не только количественные, но и качественные) обнаруживаются при сравнении η_{∞} , полученных в однократном приближении и с учетом многократного рассеяния. Этот вывод подтверждает рис. 3, из которого следует, что погрешность ПОР при расчете яркости бокового подсвета может составлять 50% даже при наблюдении в надира. Как видно из рис. 3, с увеличением длины волны точность оценок в приближении однократного рассеяния возрастает. Определенную роль в имеющихся различиях могут играть другие оптические характеристики, влияние которых, вообще говоря, определяется взаимосвязью: изменение одного параметра сопровождается, как правило, изменением других. Поэтому трудно выделить конкретные причины тех или иных особенностей поведения рассматриваемых величин.

Перейдем к анализу поведения радиуса бокового подсвета в атмосфере. Спектральную зависимость этой характеристики иллюстрирует рис. 4, из которого следует, что увеличение длины волны приводит к уменьшению R_e . В отличие от интегральной яркости функция $R_e(\lambda)$ является более гладкой: лишь в области $\lambda \approx 1,06$ мкм наблюдается устойчивая немонотонность. Эта длина волны характеризуется наименьшей из рассмотренных вытянутостью аэрозольной индикатрисы рассеяния. Ее средний косинус принимает значение: $\langle \cos \theta \rangle_{1,06} = 0,307$. Для сравнения приведем величину среднего косинуса наиболее вытянутой индикатрисы $\langle \cos \theta \rangle_{0,4} = 0,479$. Как было показано в [2] при решении модельной задачи, уменьшение вытянутости индикатрисы рассеяния среды сопровождается расширением области бокового подсвета. Этим можно объяснить немонотонное поведение R_e в области

$\lambda = 0,69 - 1,53$ мкм (заметим, что $\langle \cos \theta \rangle_{0,69} = 0,367$, $\langle \cos \theta \rangle_{0,86} = 0,400$, $\langle \cos \theta \rangle_{1,53} = 0,394$). Следует подчеркнуть, что убывающий в целом характер $R_{\epsilon}(\lambda)$ определяется уменьшением оптической толщины с ростом λ , однако из приведенных выше рассуждений следует, что существуют другие факторы, определяющие (хотя и в меньшей степени, чем τ) особенности процесса формирования помехи бокового подсвета. Аналогичное заключение можно сделать, анализируя зависимость размера этой области от геометрических параметров схемы наблюдения. Из рис. 4 и табл. 2 следует, что увеличение угла наблюдения θ , сопровождающееся увеличением оптической толщины, приводит к монотонному увеличению радиуса бокового подсвета.

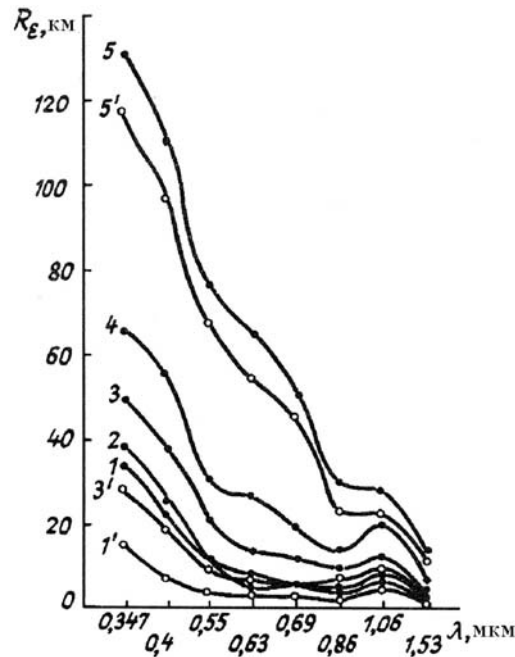


Рис. 4. Спектральная зависимость R_{ϵ} . 1, 1' — $\theta = 0^\circ$; 2 — $\theta = 30^\circ$; 3, 3' — $\theta = 60^\circ$; 4 — $\theta = 70^\circ$; 5, 5' — $\theta = 80^\circ$. Кривые 1–5 — с учетом многократного рассеяния 1', 3', 5' — ПОР. $\epsilon = 90\%$

На первый взгляд это противоречит выводу [2] об экстремальном характере $R_{\epsilon}(\tau)$ в интервале $\tau \leq 12$, когда при $\tau \approx 6$ наблюдается максимум этой зависимости. Как было отмечено выше, аналогичный вывод относительно $\eta_{\infty}(\tau)$, сделанный на основе анализа модельной задачи, оказался в целом справедливым и для случая аэрозольно-газовой атмосферы. Однако необходимо подчеркнуть, что в отличие от интегральной яркости η_{∞} радиус бокового подсвета существенным образом определяется распределением коэффициентов рассеяния и ослабления вдоль трассы наблюдения (а не только соотношением между процессами аэрозольного и молекулярного рассеяния). Кроме того, по нашим оценкам и выводам [8, 14], радиус R_{ϵ} в большей степени (чем η_{∞}) зависит от индикатрисы рассеяния. Из рис. 4 можно увидеть, насколько точны оценки радиуса R_{ϵ} , полученные в приближении однократного рассеяния. Здесь прослеживается уже отмеченная для других характеристик закономерность: погрешность оценок R_{ϵ} в ПОР значительна на коротких длинах волн, с увеличением λ , она существенно снижается. Заметим, что в отличие от яркости бокового подсвета приближение однократного рассеяния при нахождении R_{ϵ} в рассматриваемом интервале углов наблюдения довольно хорошо описывает качественный вид $R_{\epsilon}(\lambda)$.

Рассмотрим влияние учета сферичности земной поверхности на значение R_{ϵ} . Сравнительный анализ проведем на основе данных табл. 2, в которой содержатся некоторые результаты расчета R_{ϵ} методом Монте-Карло.

Очевидно, необходимость учета сферичности определяется условиями наблюдения. При визировании в надир плоскопараллельная модель атмосферы обеспечивает практически стопроцентную точность. С увеличением угла θ использование этой модели приводит к существенным ошибкам не только количественным, но и качественным. Этот факт, несколько неожиданный на первый взгляд, достаточно легко объясним. Как уже отмечалось, геометрия модели практически не влияет на величину бокового подсвета. Это обусловлено тем, что при определении η_{∞} регистрируется излучение, приходящее со всей подстилающей поверхности. При этом не имеет большого значения расположение области основного формирования подсвета. Небольшие различия возникают за счет разницы между оптическими толщинами плоскопараллельной и сферической модели атмосферы, некоторого, по-видимому, незначительного перераспределения по высоте вероятности выживания кванта и соотношения между аэ-

розольным и молекулярным рассеянием. Различия в радиусах бокового подсвета, определенных с учетом сферичности и без него, обусловлены, вероятно, принципиально разными схемами формирования помехи в том и в другом случаях. Появление в атмосфере слоя сплошной облачности приводит, по нашим оценкам, к росту интегральной яркости η_∞ . Как и следовало ожидать, вертикальное перемещение облака практически не вызывает изменения величины η_∞ , о чем свидетельствуют данные табл. 3.

Таблица 2

Радиус бокового подсвета (км). $\varepsilon = 90\%$. Геометрическая модель: плоская (верхняя строка), сферическая (нижняя)

θ , град	λ , мкм						
	0,347	0,4	0,55	0,69	0,86	1,06	1,53
0	32,5	22,5	8,5	5	4,5	6	2,3
	33	22	10	5,5	3,8	6	2,2
60	162	160	159,5	160	160	160	159
	49	38	21	12	10	12	4
85	969	995	1158	1172	1177	1175	1178
	250	220	158	125	73	54	33

Таблица 3

Величина и радиус бокового подсвета. $\varepsilon = 95\%$, $\theta = 0^\circ$, $\lambda = 0,55$ мкм

Параметры	Безоблачная атмосфера	Высота облака		
		250 м	12 км	15 км
η_∞	7,05—02	0,144	0,142	0,143
R , км	19,3	5	47	86

Незначительные различия в значениях η_∞ для разных высот облака связаны с тем, что его перемещение сопровождалось небольшим изменением интегральной оптической толщины атмосферы ($\approx 0,01$). Как видно из табл. 3, наличие облака по-разному отражается на размере области подсвета. Его присутствие на небольших высотах вызывает существенное сужение этой области. Подъем облака над поверхностью Земли приводит к увеличению R_e .

Выводы

1. Основными характеристиками, определяющими значения яркости бокового подсвета и его радиуса, кроме альbedo подстилающей поверхности, являются длина волны распространяющегося излучения, вероятность выживания кванта, соотношение между процессами молекулярного и аэрозольного рассеяния, оптическая толщина атмосферы и ориентация приемника излучения.

2. Учет сферичности земной поверхности и атмосферы необязателен при оценке интегральной яркости бокового подсвета при любых углах наблюдения. В то же время он необходим при расчете радиуса этой помехи при направлении наблюдения, отличном от вертикального.

3. Многократное рассеяние вносит существенный вклад в формирование бокового подсвета в атмосфере, определяя ее яркость и радиус в диапазоне длин волн $0,347 \leq \lambda \leq 1,06$ мкм.

1. Белов В.В., Борисов Б.Д., Генин В.Н. и др. //Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1987. Т. 23. № 11. С. 1205—1210.
2. Белов В.В., Борисов Б.Д., Макушкина И.Ю. //Оптика атмосферы. 1987. Т. 1. № 2. С. 18—24.
3. Борисов Б.Д., Генин В.Н., Кабанов М.В. //IV Всесоюз. симпозиум по распространению лазерного излучения в атмосфере. (Тезисы докл.). Томск, 1981. Ч. 1. С. 172—174.
4. Креков Г.М., Рахимов Р.Ф. Оптико-локационная модель континентального аэрозоля. Новосибирск: Наука, 1982. 182 с.
5. Mc Clatche R.A., Fenn R.W., Selby J.E.A. et al. Optical Properties of the Atmosphere (Revised). Report AFCRL-71-0272, AFCRL. Bedford, Mass. 1971. 98 p.

6. Афонин С. В., Гендрин А. Г. // Информационно-программное обеспечение задач атмосферной оптики. Новосибирск: Наука, 1988. С. 38–65.
7. Белов В. В., Макушкина И. Ю. // Теория и приложения статистического моделирования. Новосибирск: ВЦ СО АН СССР. 1988. С. 153–164.
8. Otterman J., Fraser R. S. // Appl. Opt. 1979. V. 18. № 16. P. 2852–2860.
9. Thomas R. W. L. // Adv. Space Res. 1983. V. 2. № 5. P. 157–166.
10. Kaufman Y. J. // J. of Geophys. Res. 1982. V. 87. № 6. P. 3165–3172.
11. Fraser R. S., Kaufman Y. J. // IEEE Transactions and Geoscience and Remote Sensing. 1985. V. GE-23. № 5. P. 625–633.
12. Mekler Y., Kaufman Y. J. // J. of Geophys. Res. 1980. V. 85. № C7. P. 4067–4083.
13. Zardecki A., Gerstl S. A. W., Embury J. F. // Appl. Opt. 1984. V. 23. P. 4124–4131.
14. Kaufman Y. J., Fraser R. S. // Invited paper (A. 1.5.1) for Presentation in the CASPAR 24-th Planetary Meeting. Ottawa. Canada, 1982. P. 1–19.

Институт оптики атмосферы СО АН СССР,
Томск

Поступила в редакцию
6 сентября 1990 г.

I. Yu. Makushkina, V. V. Belov. **Spectral Brightness and Radius of the Side Noise Illumination Action at Observation through the Atmosphere.**

Some results of investigations of the side noise illumination interference at observation through the gas-aerosol atmosphere are discussed. The analysis has been made numerically using the Monte-Carlo technique in single scattering approximation.