

**УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК****СУМЕРЕЧНЫЕ ЯВЛЕНИЯ, ИХ ПРИРОДА И ИСПОЛЬЗОВАНИЕ  
ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ АТМОСФЕРЫ****Г. В. Розенберг****СОДЕРЖАНИЕ**

1. Введение . . . . .	441
2. Общая картина сумеречных явлений . . . . .	444
3. Спектрофотометрия сумеречного неба . . . . .	447
4. Поляриметрия сумеречного неба . . . . .	462
5. Геометрия солнечных лучей и их ослабление на пути сквозь атмосферу . . . . .	468
6. Освещенность атмосферы в сумеречных условиях . . . . .	477
7. Яркость сумеречного неба. Сумеречный слой . . . . .	482
8. Эффективная граница земной тени и ее зависимость от структуры атмосферы. Фазы сумерек . . . . .	486
9. Цвет сумеречного неба . . . . .	493
10. Проблема кратного рассеяния. Глубокие сумерки и переход к ночи . . . . .	499
11. Обратная задача теории сумерек и сумеречное зондирование атмосферы . . . . .	506
12. Дифференциальный метод решения обратной задачи и метод эффективных высот земной тени . . . . .	512
Цитированная литература . . . . .	518

**1. ВВЕДЕНИЕ**

Понятие сумерек охватывает весь комплекс оптических явлений, совершающихся в атмосфере планеты в процессе смены дня и ночи. Этот процесс сопровождается разительным — в земных условиях примерно в миллиард раз — изменением освещенности, влекущим за собой полную качественную перестройку структуры энергетического баланса как поверхности планеты, так и окутывающей ее атмосферы. Последняя, благодаря своей способности рассеивать свет, смягчает этот переход — он происходит не мгновенно, а растягивается на более или менее длительный период, заполненный множеством быстротечных и удивительно разнообразных по своей природе явлений.

Если взглянуть на земной шар извне, глазами космонавта, то он окажется опоясанным широкой разноцветной полосой сумеречной полутени, неизменно захватывающей от 20 до 25% земной поверхности в зависимости от состояния атмосферы. По одну сторону этого пояса, на 42—45% площади земного шара, господствует день, по другую сторону 32—35% земной поверхности погружено в ночь. Это означает, что в среднем около четверти времени человечество живет и трудится в сумеречных условиях. В тропиках, где Солнце круче опускается к горизонту, это время меньше — около 10—15%, тогда как на высоких широтах оно возрастает до 30—40% длительности года (белые ночи), причем в полярных районах в весенний и осенний периоды непрерывные сумерки длятся неделями.

Естественно, что при таких масштабах непосредственного воздействия сумерек на условия нашего существования интерес к ним никогда не ослабевал. Это нашло свое выражение не только в религиозных учениях

и искусстве всех народов, но и в неиссякаемом потоке научных исследований. Однако реальные успехи в этой области знания всегда существенно отставали от науки о дне и ночи. Одну из причин такого отставания нетрудно видеть в сложности и разнообразии сумеречных явлений и в их резко выраженной динамичности, существенно затрудняющих как постановку экспериментов, так и научный анализ их результатов. Другая причина состоит в том, что сумерки совершаются в основном в высоких слоях атмосферы, остававшихся неведомыми и недоступными для исследования до самого последнего времени.

Понимание того, что ход и характер сумеречных явлений определяется оптическими свойствами атмосферы, достигнуто уже давно. Оно восходит, по-видимому, к одному из самых смелых умов XI века, пионеру экспериментальной оптики Эль Хасану или, на дурной латыни средневековья, Альгазену<sup>1</sup>. В дальнейшем, среди ученых, занимавшихся проблемой сумерек, мы встречаем такие имена, как Кеплер, братья Бернулли, Моупертюи, Даламбер, Клаузиус и многие другие. Однако современное объяснение сумеречных явлений, как обусловленных сочетанием эффектов рассеяния и ослабления света Солнца в земной атмосфере, было высказано только в 1863 г. Бецольдом<sup>2</sup>. Работа Бецольда появилась всего через 11 лет после открытия Брюкке явления рассеяния света, через три года после открытия Гови поляризации света при рассеянии, позволившего объяснить свечение дневного неба именно рассеянием солнечного света в земной атмосфере, и за шесть лет до знаменитых исследований Тиндаля, сделавших такое объяснение общепринятым (см., например,<sup>3</sup>). Это убедительно свидетельствует о пристальном внимании, которое привлекали к себе сумеречные явления в ту эпоху. Но сложность явлений и отсутствие сведений об оптической структуре атмосферы не позволили пойти дальше суждений самого общего характера. Даже создание Рэлеем теории молекулярного рассеяния света и разработка Лэмбом и Ми теории рассеяния света на сферических частицах, совершенно преобразившие атмосферную оптику дня, практически не повлияли на степень понимания природы сумеречных явлений. Это породило чисто эмпирический «наблюдательный» подход к изучению сумерек, нашедший свое выражение в бесчисленных попытках связать те или иные характеристики сумерек (пурпурный свет, положение нейтральных точек и т. п.) с метеорологическими условиями и в упорных, но безуспешных поисках разнообразных сумеречных «примет» для прогноза погоды.

Только в двадцатые-тридцатые годы нашего века это медленное и, по существу, беспредметное накопление наблюдательных данных сменяется систематическим экспериментальным и теоретическим изучением общих закономерностей, свойственных самому явлению. Этот серьезный сдвиг в сторону выявления действительной связи между сумеречными явлениями и строением атмосферы был вызван к жизни началом активного освоения атмосферы и, в частности, ее высоких слоев, как поля практической деятельности человека. Об условиях, существующих выше 20—30 км, т. е. за пределами непосредственной досягаемости для летательных аппаратов, в те годы можно было судить исключительно на основании данных, получаемых при помощи косвенных методов исследования. Именно они привели к коренному пересмотру всех наших представлений о верхних слоях атмосферы. В частности, им мы обязаны такими важными открытиями, как существование ионосферы, озонного и натриевого слоев, температурного максимума на высоте 50—60 км и минимума около 80 км, а также разрушением общепризнанного ранее взгляда на верхнюю атмосферу как на статическое образование. Развитие ракетной техники, сделавшее доступными любые высоты не только для измерительных приборов,

но и для человека, на некоторое время отодвинуло косвенные методы на второй план. Однако одним из существенных результатов, полученных при помощи ракет и спутников, было подтверждение тех общих представлений о высоких слоях атмосферы, которые сложились на основе использования косвенных методов исследования. Оказалось также, что ряд физических параметров верхней атмосферы все еще остается гораздо более доступным для исследования косвенными методами, чем посредством прямых измерений с ракет и спутников. Поэтому косвенные методы отнюдь не утратили своего значения, особенно если принять во внимание их сравнительную дешевизну.

К числу таких косвенных методов исследования высоких слоев атмосферы, сыгравших в свое время существенную роль и сохранивших ее донныне, принадлежит и метод сумеречного зондирования, основанный на детальном анализе характера протекания сумерек. Общая идея метода была высказана еще Альгазеном<sup>1</sup>, оценившим при его помощи высоту земной атмосферы в 52 тысячи шагов — не так далеко от истины, так как по современным данным выше этого уровня располагается менее одной тысячной доли массы воздуха. В 1923 г. В. Г. Фесенков<sup>4</sup> возродил эту идею, придав ей современный вид, т. е. сформулировав ее как обратную задачу общей теории сумерек.

За истекшие 40 лет усилиями многих ученых были подвергнуты критическому рассмотрению различные аспекты этой задачи. Были выявлены и устранены многочисленные препятствия, неоднократно создававшие неуверенность в надежности метода, и получены прямые доказательства того, что при надлежащем внимании к деталям явления данные, извлекаемые из наблюдений сумеречного неба, отвечают действительности. Одновременно был накоплен обширный материал систематизированных и целенаправленных наблюдений, позволивший надежно выявить и количественно исследовать основные особенности процесса протекания сумерек.

Таким образом, к настоящему времени на смену еще недавно безраздельно господствовавшим чисто умозрительным построениям откровенно спекулятивного характера пришла детально разработанная и апробированная на опыте теория, обеспечивающая как количественное описание хода сумеречных явлений, так и уверенное извлечение из наблюдений сумеречного неба ценных данных о строении и состоянии высоких слоев атмосферы. Однако все эти результаты остаются рассыпанными по многочисленным и трудно обозримым журнальным статьям. Поэтому представляется своевременным свести их воедино и рассмотреть с общей точки зрения. Поскольку рамки журнальной статьи не позволяют исчерпывающе обозреть все работы, посвященные сумеречным явлениям, в особенности работы раннего периода, автор вынужден ограничиться лишь очерком современного состояния вопроса. При этом значительное место уделено тем представлениям, которые автор разрабатывал в течение ряда лет в Лаборатории атмосферной оптики Института физики атмосферы Академии наук СССР и формированию которых в значительной мере способствовало детальное ознакомление с материалами многолетних сумеречных наблюдений, выполнявшихся на Абастуманской астрофизической обсерватории АН Грузинской ССР Т. Г. Мегрелишвили. Эти представления неоднократно освещались в устных сообщениях автора и частично нашли свое отражение в некоторых публикациях. Но в связном виде они излагаются здесь впервые, вследствие чего им неизбежно отводится больше внимания, чем работам других исследователей, хотя автор стремился достаточно полно обозреть литературу и дать в руки читателям удобный ключ к ней. Как обычно, указанием на оригинальность материала служит отсутствие литературных ссылок в тексте статьи.

## 2. ОБЩАЯ КАРТИНА СУМЕРЕЧНЫХ ЯВЛЕНИЙ

Основным фактором, определяющим ход сумеречных явлений, служит рассеяние солнечного света в земной атмосфере и связанное с ним ослабление прямых лучей Солнца. Когда последнее склоняется к горизонту, то путь его лучей сквозь атмосферу увеличивается и их яркость ослабевает, что ведет к уменьшению освещенности земной поверхности как прямым светом Солнца, так и светом, рассеянным атмосферой. В дневных условиях эта зависимость освещенности от высоты Солнца невелика. Но когда Солнце опускается до  $5-10^\circ$  над горизонтом, процесс убывания освещенности резко ускоряется. Наступление ускоренного убывания освещенности и следует считать началом сумерек.

Одновременно начинает уменьшаться и относительная роль быстро ослабевающих прямых лучей Солнца в освещении земной поверхности. Источником освещения все в большей степени становится атмосфера, пронизываемая лучами заходящего Солнца. С момента захода Солнца она остается единственным источником света. Но постепенно тень Земли поднимается выше, захватывая все увеличивающуюся часть атмосферы. Ее нижние слои, утонувшие в земной тени, уже не вносят своего вклада в яркость неба, и рассеянный свет поступает только от все более и более высоких слоев, еще освещаемых прямыми солнечными лучами. Так как плотность воздуха, а с ней и коэффициент рассеяния быстро убывают с высотой, солнечный свет рассеивается все слабее, яркость неба уменьшается, а вместе с тем падает и освещенность земной поверхности. При погружении Солнца примерно на  $14-15^\circ$  под горизонт начинает сказываться уже собственное свечение высоких слоев атмосферы и свет звезд — освещенность постепенно приближается к ночной. Переход к ночи завершается обычно при глубине Солнца  $\xi = 17-19^\circ$  под горизонтом, но иногда, при повышенной замутненности атмосферы, затягивается до  $22-23^\circ$ . При этом, как правило, обнаруживается слабый минимум освещенности и яркости неба при погружении Солнца под горизонт на  $20-23^\circ$ <sup>5-7</sup>. Таким образом, границы сумеречного периода сильно размыты и сдвигаются в зависимости от атмосферных условий. Длительность сумерек определяется быстротой, с которой Солнце опускается под горизонт, т. е. географической широтой и временем года. Соответствующие таблицы можно найти, например, в работах<sup>8-9</sup>.

В течение сумерек освещенность земной поверхности изменяется примерно от  $10^4$  до  $10^5$  лк днем до  $10^{-4}$  лк ночью. Это крайне затрудняет ее измерения, и доныне их выполнено сравнительно немного<sup>5, 8, 10</sup>. Кроме того, имеется несколько исследований сумеречной освещенности различным образом ориентированной вертикальной площадки<sup>11-16</sup>, а также освещенности горизонтальной площадки от ограниченной, но достаточно обширной области неба<sup>17-19</sup>.

На рис. 1 приведена осредненная зависимость освещенности  $E$  горизонтальной площадки от зенитного расстояния Солнца  $\zeta$  по данным В. В. Шаронова<sup>8</sup>. Зависимости от  $\zeta$  освещенностей различным образом ориентированных вертикальных площадок показаны на рис. 2<sup>16</sup>.

Данные рис. 1 и 2 относятся к безоблачному небу летом. Наличие снега слегка (в 1,5—2 раза) повышает освещенность при больших погружениях Солнца под горизонт и почти не сказывается в светлой части сумерек<sup>8</sup>. Гораздо более заметное влияние на освещенность оказывает характер облачности<sup>8, 16</sup>. Как правило, присутствие облаков вызывает уменьшение освещенности, порой (при пасмурной погоде) на порядок, однако почти не сказывается на ее зависимости от погружения Солнца. Подробные таблицы сумеречной освещенности содержатся в работах<sup>8, 16</sup>.

Исходя из практической потребности оценивать условия видимости в различное время суток, исторически сложилась традиция разделять сумерки на три стадии в зависимости от величины сумеречной освещенности (см. рис. 1). Наиболее светлая часть сумерек, когда естественное

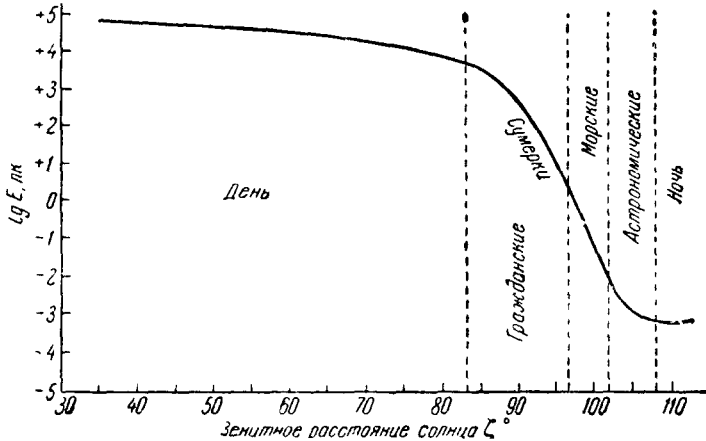


Рис. 1. Осредненная зависимость освещенности горизонтальной площадки от зенитного расстояния Солнца.

освещение на открытом месте обеспечивает возможность выполнять любые работы, включая чтение, получила название «гражданских сумерек». В отношении установления их границы нет полного единогласия — ее связывают с глубинами погружения Солнца под горизонт от 6 до 8°. Однако в последнее время большинство авторов склоняется к первой цифре. Затем наступают «морские», или «навигационные», сумерки, во время которых темнота уже скрадывает мелкие детали, но силуэты крупных объектов, например береговой линии, видны достаточно отчетливо. В качестве их границ принимают углы погружения Солнца под горизонт 6 и 12°, причем к концу морских сумерек сохраняется возможность отчетливо различать только линию горизонта. Наконец, морские сумерки сменяются «астрономическими», продолжающимися до погружения Солнца под горизонт на 18°, т. е. до наступления ночи. В этот период условия освещения почти не отличаются от ночных, но небо еще заметно освещено, что препятствует астрономическим измерениям. Уровни освещенности, соответствующие границам между различными стадиями сумерек, составляют в среднем 2,5 лк при угле погружения Солнца под горизонт  $\xi = 6^\circ$ ,  $6 \cdot 10^{-3}$  лк при  $\xi = 12^\circ$  и  $6 \cdot 10^{-4}$  лк при  $\xi = 18^\circ$  <sup>10</sup>.

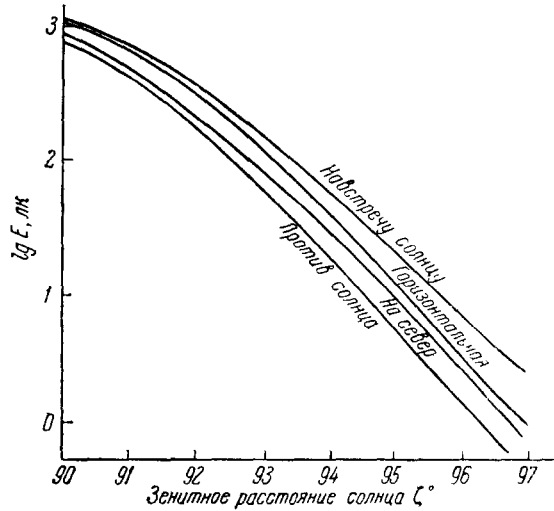


Рис. 2. Сопоставление зависимостей от  $\zeta$  сумеречных освещенностей различным образом ориентированных площадок.

Лунные сумерки, наступающие при приближении лунного диска к горизонту, во всем подобны солнечным, однако гораздо бледнее. Яркость лунного освещения колеблется, в зависимости от возраста луны, между  $10^{-9}$  (при новолунии) и  $2 \cdot 10^{-6}$  (при полнолунии) от яркости солнечного освещения при одинаковом положении светил на небосводе. Таким образом, уровень освещенности в полнолуние при высокой луне соответствует примерно середине солнечных морских сумерек, а конец лунных астрономических сумерек (опять-таки в полнолуние) практически совпадает с моментом захода луны<sup>8</sup>. Однако на яркости неба присутствие луны должно сказываться до ее погружения под горизонт (в полнолуние) примерно до  $5-7^{\circ}$ .

Обратимся теперь к картине неба и ее изменениям в процессе протекания сумерек.

Приближаясь к горизонту, Солнце не только теряет яркость, но и начинает постепенно менять свой цвет — в его спектре во все возрастающей степени подавляется коротковолновая часть. Суть этого явления, качественно объясненного еще в 1840 г. Форбсом, состоит в том, что спектральная зависимость атмосферной прозрачности, вообще говоря, возрастающей с увеличением длины волны, становится особенно ощутимой, когда удлинится путь солнечных лучей сквозь атмосферу. Одновременно начинает окрашиваться и небо. В окрестности Солнца оно приобретает желтоватые и оранжевые тона, а над противосолнечной частью горизонта появляется бледная полоса со слабо выраженной гаммой цветов.

К моменту захода Солнца, уже принявшего темно-красный цвет, вдоль солнечного горизонта вытягивается яркая полоса зари, окраска которой изменяется снизу вверх от оранжево-желтой до зеленовато-голубой. Над ней раскидывается округлое яркое почти неокрашенное сияние. В то же время у противоположного горизонта начинает медленно подниматься синевато-серый тусклый сегмент тени Земли, окаймленный розовым поясом («Пояс Венеры»).

По мере того как Солнце опускается глубже под горизонт, окраска околосолнечной стороны неба становится насыщеннее; у самого горизонта небо густо краснеет, а у вершины надсолнечного сияния, на высоте  $20-25^{\circ}$  над горизонтом, возникает быстро расплывающееся розовое пятно — так называемый «Пурпурный свет», достигающий наибольшего развития при глубине Солнца под горизонтом около  $4-5^{\circ}$ . Облака и вершины гор заливают алые и пурпурные тона, а если облака или высокие горы находятся за солнечным горизонтом, то их тени протягиваются по яркоокрашенному небу, от горизонта к горизонту, в виде отчетливых радиальных полос («Лучи Будды»). Тем временем тень Земли быстро надвигается на небо; ее очертания становятся расплывчатыми, а ее розовое окаймление размывается и бледнеет.

К концу гражданских сумерек пурпурный свет затухает, облака темнеют, их силуэты отчетливо выступают на фоне блекнущего неба, и только у горизонта, там, где скрылось Солнце, сохраняется яркий разноцветный сегмент зари. Но и он постепенно сокращается, бледнеет и к началу астрономических сумерек превращается в зеленовато-белесую узкую полосу. В конце астрономических сумерек исчезает и она — наступает ночь. Однако, по некоторым данным<sup>20</sup>, и ночью сохраняется слабое свечение атмосферы, обусловленное рассеянием (по-видимому, многократным) света Солнца и получившее название «ночных сумерек». Оно сосредоточено в узком сегменте у горизонта и перемещается по азимуту вместе с Солнцем в течение всей ночи. Его высота над Солнцем достигает  $40-55^{\circ}$ , и при больших погружениях Солнца под горизонт оно исчезает. Поскольку свечение это очень слабое и на него налагаются зодиакальный свет

и собственное свечение земной атмосферы, ночные сумерки остаются пока совершенно неизученными и сам факт их существования надежно не подтвержден.

Описанную нами картину (многие детали которой мы опустили — см., например, <sup>21-25</sup>) следует рассматривать лишь как типичную для ясной погоды. В действительности характер течения сумерек подвержен широким вариациям. При повышенной замутненности воздуха цвета зари обычно бывают блеклыми, особенно у горизонта, где вместо красных и оранжевых тонов иногда появляется только слабая бурая окраска <sup>23</sup>. Нередко, как это было отмечено Н. И. Кучеровым <sup>23</sup>, одновременные заревые явления развиваются по-разному в различных участках неба. Каждые сумерки обладают неповторимой индивидуальностью, и это следует рассматривать как одну из наиболее характерных их черт.

Рядом с относительно статичным днем сумерки предстают перед нами как стремительный процесс, пространственное и временное сканирование которого — фотометрическое, спектральное и поляризационное — открывает путь к регулярному исследованию оптической структуры атмосферы и ее вариаций раздельно на различных уровнях. Именно в этом состоит основное отличие сумеречных исследований атмосферы от изучения ее в дневных условиях, когда сравнительно небольшой диапазон изменчивости резко ограничивает разрешающую способность интегральных оптических методов и делает их мало плодотворными с точки зрения познания оптической структуры самой атмосферы (см. <sup>3, 26</sup>).

### 3. СПЕКТРОФОТОМЕТРИЯ СУМЕРЕЧНОГО НЕБА

Непосредственные измерения яркости безоблачного сумеречного неба достаточно многочисленны <sup>3, 4, 6, 7, 11, 16-20, 26-82</sup>. Общее количество сумерек, для которых в той или иной мере промерены изменения яркости неба в зависимости от зенитного расстояния Солнца  $\zeta$ , а также от зенитного расстояния  $z$  направления визирования и его азимута  $A$  относительно вертикала Солнца, исчисляется несколькими тысячами. Следует иметь в виду, что сами измерения сопряжены с большими трудностями: огромный диапазон изменений яркости, крайняя слабость свечения при больших погружениях Солнца под горизонт, требующая использования приемников света очень высокой чувствительности, быстрота протекания процессов, не допускающая использования накопительных приемных систем (например, фотопластинок) с длительными экспозициями, наконец, необходимость работы в полевых условиях и ожидания, порой весьма длительного, благоприятных метеорологических условий. Поэтому большинство измерений, выполненных до середины сороковых годов нашего века, производилось визуально, без применения светофильтров. Однако ряд работ <sup>38, 40, 41, 44, 47, 48</sup> и особенно обширные исследования Т. Г. Мегрелишвили <sup>53, 57</sup> показали, что характер изменения яркости неба в зависимости от  $\zeta$  существенно различен для различных длин волн, что проявляется, в частности, в той игре красок, которая так характерна для зорь. Тогда же Т. Г. Мегрелишвили обратила внимание на то, что подобные вариации спектрального состава могут быть причиной серьезных погрешностей при измерениях в широких интервалах длин волн <sup>57</sup>. Это побудило большинство последующих исследователей <sup>16, 26, 59, 65-73, 78-82</sup> перейти к измерениям со светофильтрами, чему способствовал прогресс в разработке высокочувствительных приемников света — фотоэлементов и фотоумножителей, практически полностью вытеснивших визуальную фотометрию. Таким образом, за последние годы накопился обширный материал,

относящийся не только к яркости, но и к спектральному составу света сумеречного неба. Подавляющее большинство этих измерений относится к зениту и лишь немногие к другим областям неба — к окрестности Полярной звезды<sup>6, 29</sup>, к некоторым точкам солнечного вертикала<sup>37, 63, 65, 69, 78, 81, 82</sup>, к заревому сегменту и «Пурпурному свету»<sup>20, 42, 43, 45, 61, 77</sup>. Кроме того, выполнен ряд измерений, имевших целью выявить яркостную карту сумеречного неба<sup>7, 16, 35, 60, 61, 75</sup>.

Чаще всего при фотометрировании сумеречного неба авторов интересовал только ход его яркости в зависимости от  $\zeta$ . Поэтому они ограничивались относительными измерениями. Абсолютные определения выполнены лишь немногими авторами<sup>4, 7, 16, 27, 28-30, 32, 33, 45, 59, 75, 81, 82</sup>, причем некоторые из них недостаточно надежны.

Прежде всего необходимо отметить весьма хорошее согласие отдельных измерений между собой. При изменениях яркости неба с течением

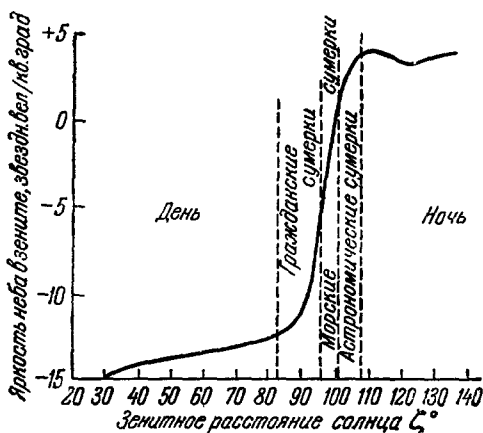


Рис. 3. Яркость неба в зените в функции зенитного расстояния Солнца.

сумерек в  $10^7$ — $10^8$  раз определенные разными авторами значения яркости при одинаковых  $\zeta$  для одного и того же направления визирования (но не слишком близкого к горизонту) различаются в коротковолновой области видимого спектра (а также при измерениях без светофильтров) не более чем в три-пять раз. Примерно такие же расхождения получаются между измерениями одного и того же автора, выполненными в различные дни (ср., например,<sup>74</sup>). Впрочем, в длинноволновой области спектра эти различия резко возрастают. Все наблюдатели единодушно отмечают также практическую независимость яркости сумеречного неба вдали от горизонта от по-

годы в пункте наблюдения. В частности, яркость неба, измеренная через просветы облаков, оказывается такой же, как и в совершенно ясную погоду.

В. Брунер<sup>7</sup> усреднил данные измерений, выполненных до 1935 г. (без светофильтров), и построил среднюю кривую яркости неба в зените от  $\zeta = 30^\circ$  до  $\zeta = 140^\circ$ , приведенную на рис. 3. Позднейшие измерения хорошо ложатся на эту кривую (ср., например,<sup>16</sup>). На рис. 4 представлены аналогичные кривые, полученные Е. Эшберном<sup>59</sup>, но со светофильтрами. Интерференционные светофильтры при эффективных длинах волн  $\lambda_{эфф} = 0,44$ ; 0,52 и 0,59  $\mu$  имели полуширину полосы пропускания 105 Å; эффективная полуширина полосы пропускания при  $\lambda_{эфф} = 0,75$   $\mu$  составляла 0,23  $\mu$ .

Еще В. Брунер<sup>7</sup> обратил внимание на характерный изгиб кривой около границы астрономических сумерек ( $\zeta \cong 102$ — $104^\circ$ ) и высказал предположение, что он может быть объяснен наложением на переменную яркость рассеянного света Солнца сравнительно постоянной яркости собственного свечения высоких слоев атмосферы. Действительно, вычитание из яркости сумеречного неба соответствующей яркости ночного неба практически ликвидирует этот изгиб<sup>7, 50</sup>. Более того, из рис. 4 видно, что с увеличением длины волны, т. е. с переходом в те области спектра, где яркость рассеянного света меньше, а яркость ночного неба больше, этот



изгиб отчетливо перемещается в сторону меньших  $\zeta$  (ср. <sup>44, 67</sup>). Это дает основание предполагать, что вариации в ходе этого участка кривой вызваны в первую очередь вариациями собственного свечения атмосферы <sup>7</sup>. Последнее, однако, не исключает и вариаций интенсивности рассеянного атмосферой солнечного света, в том числе и рассеянного многократно.

Далее, на рис. 3 отчетливо выделяется минимум около  $\zeta = 123-125^\circ$ , примерно совпадающий с минимумом освещенности земной поверхности, отмеченным П. П. Феофиловым <sup>5</sup>. Этот минимум в околосумеречном ходе яркости ночного неба наблюдался также Н. Б. Дивари <sup>6</sup>. Имеются все основания думать, что он обусловлен особенностями суточного хода самого свечения ночного неба.

Обратимся теперь к распределению яркости по небесному своду. В течение дня по мере увеличения  $\zeta$  минимум яркости неба постепенно приближается к зениту, одновременно удаляясь от Солнца. Это продолжается и в течение светлой части гражданских сумерек <sup>83</sup>. Минимум достигает зенита только при наступлении полной темноты. В течение же всех сумерек он остается несколько сдвинутым относительно зенита вдоль противосолнечного вертикала. Это иллюстрируется рис. 5, на котором изображено

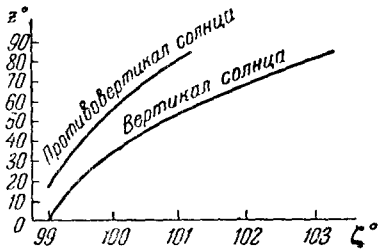


Рис. 5. Перемещение точек с заданной яркостью неба вдоль вертикала и противовертикала Солнца при изменении зенитного расстояния последнего.

движение по вертикалу и противовертикалу Солнца точек постоянной яркости при изменении зенитного расстояния Солнца (по данным К. Графа <sup>35</sup>). На рис. 6, заимствованном из работы <sup>16</sup>, показаны относительные изменения яркости небосвода вдоль солнечного и противосолнечного вертикалов при различных зенитных расстояниях Солнца. В сущности, совокупность кривых, изображенных на рис. 6, представляет собой количественную иллюстрацию к той картине течения сумерек, которая качественно была описана в § 2.

Прежде всего обращает внимание то обстоятельство, что в сумерки яркость неба концентрируется в сравнительно небольшом заревом сегменте у солнечного горизонта, причем размеры этого сегмента быстро уменьшаются с ростом  $\zeta$  <sup>45</sup>. Для сравнения приводим карту изофот солнечной стороны сумеречного неба, рассчитанную Н. М. Штауде <sup>84</sup> с учетом только однократного молекулярного рассеяния света (рис. 7). Возвращаясь к рис. 6, следует также обратить внимание на то, что размеры и яркость заревого сегмента существенно зависят от длины волны, причем эта зависимость меняется с изменением  $\zeta$ . Далее, максимумы яркости наблюдаются не у самого горизонта, как полагал Е. Хэлберт <sup>45</sup>, а значительно

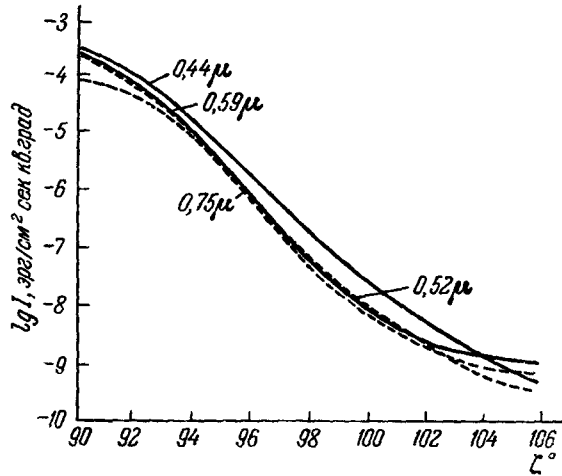


Рис. 4. Яркость неба в зените в различных участках спектра в функции зенитного расстояния Солнца.

выше. На рис. 8 приводятся средняя для ряда измерений зависимость яркости неба в заревом сегменте при  $\xi = 6 \div 11^\circ$  от зенитного расстояния  $z$  точки

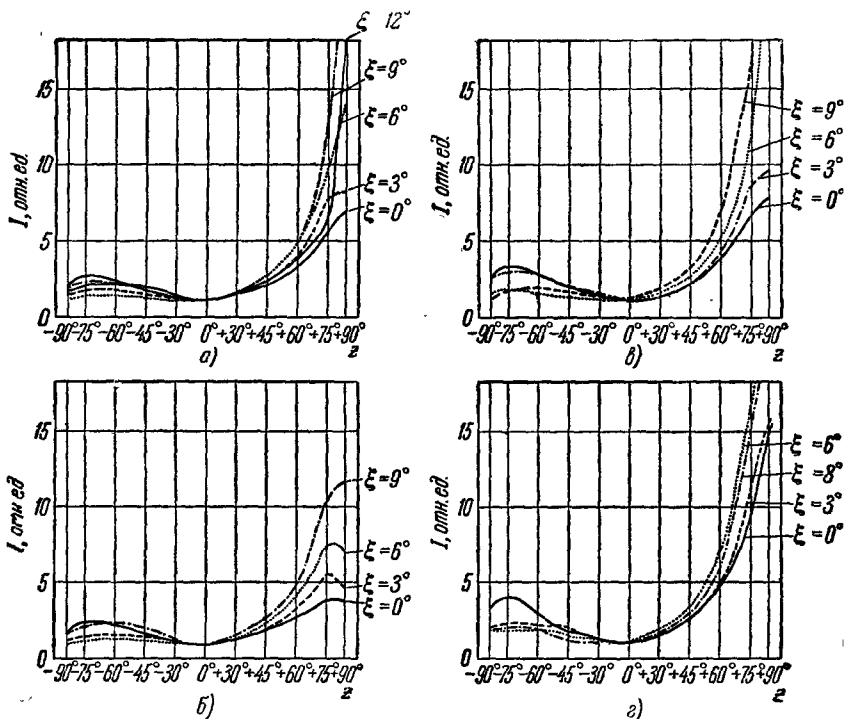


Рис. 6. Относительные изменения яркости неба вдоль солнечного и противосолнечного вертикалов при различных зенитных расстояниях Солнца. а) Без фильтра,  $\lambda_{\text{эфф}} = 4600 \text{ \AA}$ ; б)  $\lambda_{\text{эфф}} = 4350 \text{ \AA}$ ; в)  $\lambda_{\text{эфф}} = 5275 \text{ \AA}$ ; г)  $\lambda_{\text{эфф}} = 6350 \text{ \AA}$ .

визирования по данным О. Б. Васильева<sup>85</sup>, а также зависимости положения максимума яркости и яркости неба в максимуме от зенитного рас-

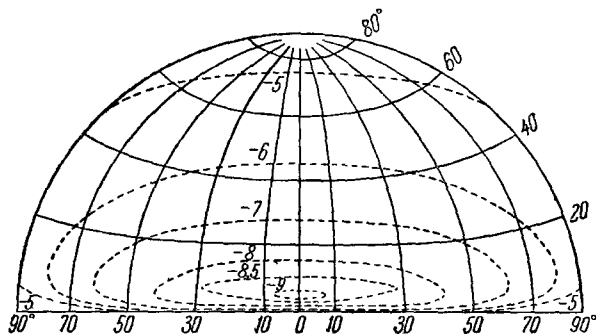


Рис. 7. Изофоты солнечной части сумеречного неба при  $\zeta = 96^\circ$ , рассчитанные с учетом только однократного молекулярного рассеяния (цифры у изофот указывают яркость в звездных величинах).

стояния Солнца. Измерения велись фотографически с широкополосным светофильтром. Однако, как явствует из рис. 6, положение и величина

максимума должны зависеть от длины волны. Это иллюстрируется рис. 9, любезно составленным по нашей просьбе А. Х. Дарчия на основе данных произведенного ею спектрографического изучения заревого сегмента<sup>77</sup>. Рис. 9 относится к зенитному расстоянию Солнца  $\zeta = 90^\circ$ . Однако аналогичная картина имеет место и для других зенитных расстояний Солнца до  $\zeta = 94^\circ$ . При этом отмечается, что нередко горизонт бывает затянут сплошной дымкой, скрадывающей нижнюю часть заревого сегмента. В этом случае положение максимума яркости уже перестает зависеть от

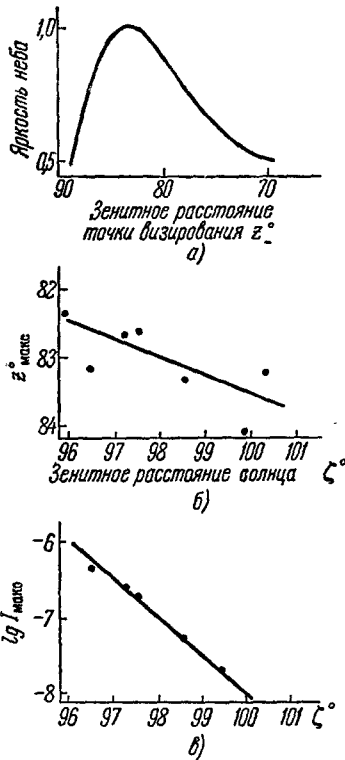


Рис. 8. Распределение яркости в заревом сегменте вдоль солнечного вертикала (а) и зависимости зенитного расстояния  $z_{\text{макс}}$  максимума яркости (б) и величины максимальной яркости  $I_{\text{макс}}$  (в) от зенитного расстояния Солнца.

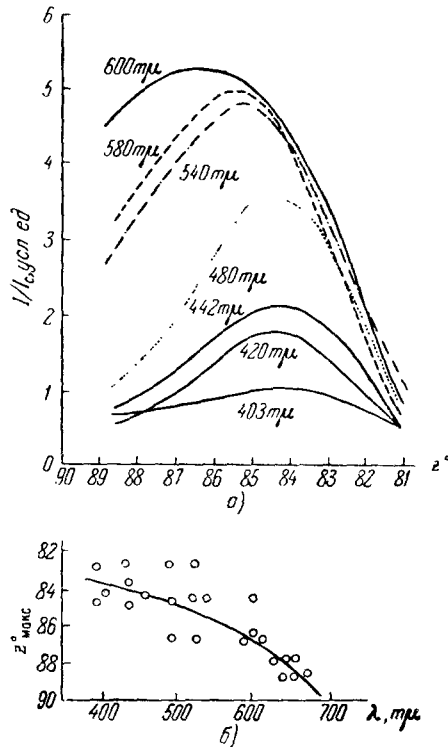


Рис. 9. Распределение яркости в заревом сегменте вдоль солнечного вертикала для различных участков спектра (а) и зависимость зенитного расстояния  $z_{\text{макс}}$  максимума яркости от длины волны (б) при  $\zeta = 90^\circ$ .

длины волны и располагается приблизительно при  $z \approx 83-85^\circ$ , не меняющимся при изменении  $\zeta$ . Иными словами, распределение яркости вблизи самого горизонта зависит в этом случае только от высотной структуры дымки. Значительный разброс точек на рис. 9, б, как и полученных другими авторами данных, относящихся к области неба вблизи горизонта, естественно объясняется изменчивостью замутненности нижних слоев атмосферы.

Измерения яркости сумеречного неба вдоль различных альмукантаратов<sup>60, 61, 75</sup> показывают, что изменение яркости по азимуту происходит монотонно и много медленнее, чем по вертикалу. Исследование изменений яркости неба при больших  $\xi$  (на границе ночи) в разных азимутах вблизи горизонта выполнено Н. Б. Дивари<sup>61</sup>.

Одним из существенных результатов изучения сумеречного неба оказывается вывод, что в главных своих чертах явление протекает одинаково в любой части неба; это служит свидетельством идентичности условий его формирования. Однако отмечается закономерный и весьма ощутительный сдвиг по фазе: в солнечном вертикале сумерки запаздывают по сравнению с противосолнечным вертикалом. Поэтому, если речь идет о сумеречном небе, нельзя классифицировать сумерки по стадиям, опираясь только на изменения зенитного расстояния Солнца, т. е. одновременно для всего небосвода, подобно тому, как это сделано в § 2 (см. рис. 1). Классификация, основанная на освещенности земной поверхности, более или менее соответствует условиям, имеющим место для зенита (см. рис. 3). Однако для других областей неба она непригодна. Поэтому необходима классификация сумерек, индивидуальная для каждой точки неба (см. § 8 и 10).

Далее, хотя в главных чертах ход явления одинаков для всех точек неба, многие детали этого хода оказываются зависимыми от положения точки визирования. Это является результатом изменчивости относительной роли различных факторов в зависимости от геометрических обстоятельств. Поэтому именно эти различия в деталях и становятся наиболее существенными при использовании сумеречных наблюдений с целью изучения оптической структуры атмосферы.

Различия в характере зависимостей яркости неба от зенитного расстояния Солнца в разных участках солнечного меридиана отчетливо выступают уже на рис. 6. Более наглядно они представлены на рис. 10, *a* и *б*, любезно предоставленных автору Т. Г. Мегрелишвили. На рис. 10, *a* показаны зависимости яркости неба  $I$  при  $\lambda_{\text{эфф}} = 0,52 \mu$  от зенитного расстояния Солнца, полученные Т. Г. Мегрелишвили для одного из вечеров при одновременных измерениях в трех точках солнечного меридиана: в зените ( $z=0$ ), при  $z=+70^\circ$  (в вертикале Солнца) и при  $z=-70^\circ$  (в противосолнечном вертикале). На рис. 10, *б* те же яркости неба представлены в зависимости от высоты  $H$  геометрической тени Земли в направлении визирования. Прежде всего обращает внимание увеличение наклона кривых  $I(H)$  по мере удаления точки визирования от Солнца и резкое превышение яркости неба в противовертикале Солнца по сравнению с его яркостью в зените и в солнечном вертикале при одной и той же высоте геометрической тени Земли, когда последняя поднимается над землей выше примерно 50—60 км. Как впервые отметил В. Г. Фесенков, это является очевидным результатом наложения эффектов вторичного рассеяния света Солнца и открывает путь для их экспериментального изучения. В самом деле, яркость вторично рассеянного света при данном зенитном расстоянии Солнца сравнительно слабо зависит от направления визирования. В то же время высота земной тени много больше и соответственно яркость многократно рассеянного света много меньше в противовертикале Солнца, чем в его вертикале.

Далее, на рис. 10 хорошо видно, что наряду с различиями закономерного характера имеют место и заметные индивидуальные вариации хода кривых, кстати, сильно меняющиеся ото дня ко дню. Эти, весьма характерные для сумерек, нарушения плавного хода кривых отражают, как мы увидим в дальнейшем, особенности оптической структуры атмосферы (в том числе и ее высоких слоев), а их изменчивость явно обусловлена изменчивостью атмосферных условий и, частично, ее горизонтальной неоднородностью. В этой связи напомним отмечаемые всеми авторами сильные вариации интенсивности «Пурпурного света» с отчетливым максимумом его яркости осенью и резкими усилениями после мощных вулканических извержений.

Обратимся теперь к более подробному рассмотрению цветовых изменений сумеречного неба. Первым и наиболее отчетливым признаком наступления сумерек является покраснение неба, имеющее место всегда, но выраженное в разной степени в различных областях небосвода и в зависимости от метеорологических условий. П. Грунер<sup>20</sup> и К. Дорню<sup>27</sup> выполнили фотометрирование «Пурпурного света» в различных участках неба и нашли, что при погружении Солнца примерно до  $\xi = 4 \div 4,5^\circ$  прогрессирующее покраснение неба сменяется его посинением. Позднее Ф. Линк<sup>38</sup> обратил внимание, что посинение неба при увеличении погружения Солнца под горизонт имеет место и в зените. Предполагая, что это посинение вызвано увеличением роли вторичного рассеяния, он на основании своих измерений, выполненных со светофильтрами, попытался оценить относительную интенсивность вторично рассеянного света. Однако эта попытка была основана на примитивных соображениях, неприменимых к реальной атмосфере. Это, в частности, было показано И. А. Хвостиковым, Е. Н. Магид и А. А. Шубиным<sup>47</sup>, подтвердившими факт посинения сумеречного неба и установившими, что эффект этот не сводится к появлению множителя вида  $\lambda^{-4}$ , как это, в сущности, предполагал Ф. Линк. В дальнейшем (§ 9 и 10) мы увидим, что действительная причина посинения неба лежит совсем в другом.

Систематические исследования цвета сумеречного неба были начаты в 1942 г. Т. Г. Мегрелишвили<sup>53, 57</sup> и продолжаются ею до последнего времени<sup>78</sup>. Эти исследо-

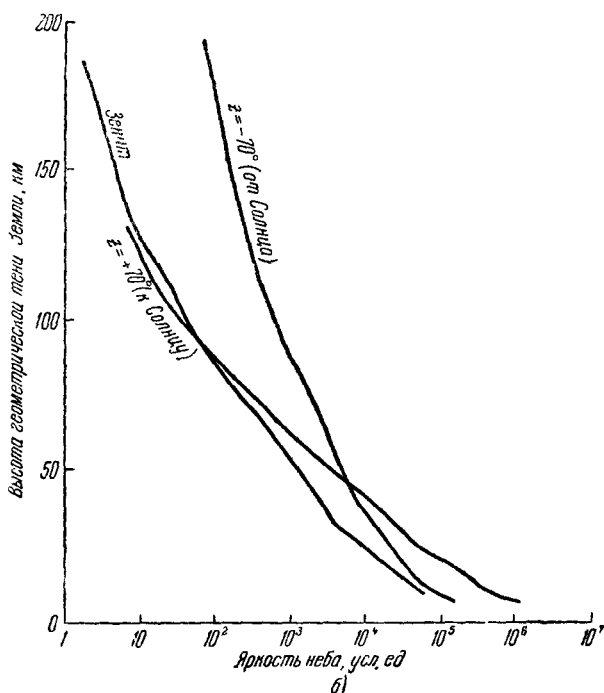
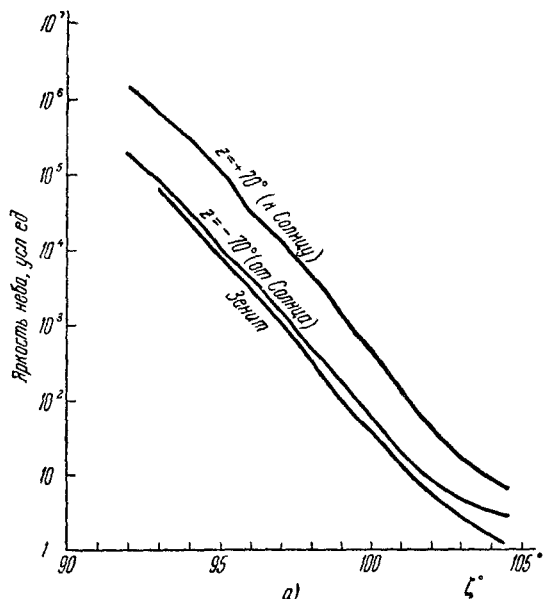


Рис. 10. Одновременные зависимости яркости неба в трех направлениях визирования от зенитного расстояния Солнца (а) и высоты геометрической тени Земли в направлении визирования (б).

вания обнаружили, что при погружении Солнца под горизонт до  $\xi = 9 \div 11^\circ$  посинение в зените снова сменяется покраснением. На рис. 11 представлены усредненные по сезонам зависимости цветового показателя сумеречного неба в зените от зенитного расстояния Солнца по многочисленным измерениям 1945 г.<sup>57</sup> По оси ординат здесь отложен цветовой показатель  $CE$ , определенный как

$$CE_{\lambda_2}^{\lambda_1} = -2,5 \ln \frac{I(\lambda_1)}{I(\lambda_2)} = -1,08 \ln \frac{I(\lambda_1)}{I(\lambda_2)}, \quad (1)$$

где  $\lambda_1 = 379 \text{ мμ}$  и  $\lambda_2 = 527 \text{ мμ}$ . Измерения велись со светофильтрами, но, так как спектральная чувствительность прибора в целом оставалась неизученной, результаты выражены в относительных единицах. Это сказывается в неопределенности постоянного для всех измерений слагаемого при цветовом показателе. Впоследствии аналогичные результаты были получены и другими исследователями<sup>63, 70, 73, 81, 82, 86</sup>, в частности для большого набора разнообразных длин волн, вплоть до  $1 \text{ μ}$ .

На рис. 12 показаны зависимости от  $\xi$  цветовых показателей для нескольких пар длин волн при направлении визирования  $A = 0$ ,  $z = 70^\circ$

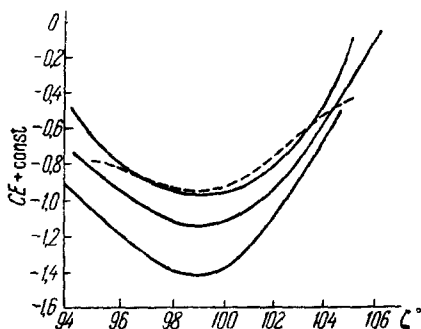


Рис. 11. Изменения цвета неба в зените в зависимости от  $\xi$  (при больших  $\xi$ ) — усредненные кривые.

по измерениям Ф. Фольца и Р. Гуди<sup>81</sup> в течение двух сумерек. Из рис. 11 и 12 прежде всего следует, что покраснение неба в зените при  $\xi \geq 99-100^\circ$  представляет собой регулярное явление, причем к концу сумерек небо, как правило, оказывается значительно краснее, чем в момент его наибольшего покраснения при углах погружения Солнца около  $\xi = 4-5^\circ$  (при  $z = 70^\circ$ ,  $A = 0$  покраснение начинается позднее — при  $\xi \geq 102-103^\circ$ ; см. рис. 12). Однако это явление подвержено сильнейшим вариациям, как сезонным (рис. 11), прямо свидетельствующим о влиянии метеорологических условий, так и ото дня ко дню. При этом для индивидуальных дней зависимость цветового показателя от  $\xi$  имеет обычно более сложный характер, чем на усредненных кривых. Примеры этому можно видеть на рис. 12 и 13, построенном<sup>86</sup> на основании измерений, выполненных в 1958 г. в Крыму<sup>79</sup> со светофильтрами, для которых  $\lambda_{эфф} = 448$  и  $528 \text{ мμ}$ <sup>26</sup>. Сопоставление рис. 11 с рис. 4 тотчас же обнаруживает суть покраснения неба при  $\xi \geq 100^\circ$  в зените и при  $\xi \geq 103^\circ$  у солнечного горизонта. Примерно при таких углах погружения Солнца под горизонт (разных для различных длин волн) замедляется убывание яркости неба в длинноволновой части спектра, в то время как в коротковолновой его части яркость продолжает убывать по-прежнему стремительно. В последующих главах мы детально обсудим возможные физические причины этого явления. Здесь же только отметим, что оно касается и той области спектра, которая лежит за полосами Шапюи поглощения озона, а именно — области  $0,7-1 \text{ μ}$ .

То обстоятельство, что поглощение света атмосферным озоном влияет на цвет неба, известно уже давно. Впервые это обнаружил Шапюи<sup>87</sup>, предположивший даже, что присутствие озона целиком ответственно за голубизну дневного неба. Применительно к сумеркам на роль озона отчетливо указал еще в 1935 г. Ж. Гоzi<sup>88</sup>, подробно описавший общий вид спектра сумеречного неба. Позднее этот вопрос обсуждался Е. Хэлбертом<sup>89</sup>. Колориметрические исследования М. Гадсдена<sup>71</sup> качественно под-

тверждено сильнейшим вариациям, как сезонным (рис. 11), прямо свидетельствующим о влиянии метеорологических условий, так и ото дня ко дню. При этом для индивидуальных дней зависи-

твердили существенное влияние поглощения света атмосферным озоном на цвет сумеречного неба. Наконец, Н. Б. Дивари<sup>73</sup>, на основании

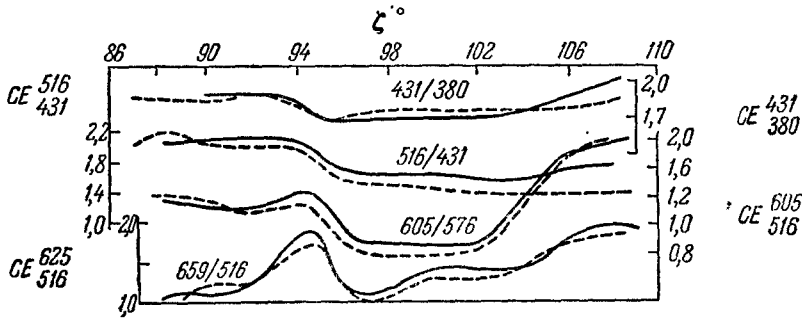


Рис. 12. Изменения цвета неба в вертикале Солнца при зенитном расстоянии направления визирования  $z=70^\circ$  в зависимости от  $\zeta$  — индивидуальные кривые для двух дней (сплошные и пунктирные линии).

тщательных измерений со светофильтрами, количественно выявил полосы Шапюи в свете сумеречного неба.

На рис. 14 показаны спектральные зависимости яркости сумеречного неба в точке  $A=0$ ,  $z=70^\circ$  при  $\zeta=90^\circ$  по расчетам Ф. Фольца и Р. Гуди<sup>82</sup> для двух моделей атмосферы — чисто молекулярной (1) и содержащей аэрозоль (2), а также результаты их измерений для двух дней (кривые 3 и 4). Аналогичные кривые можно найти в работе Н. Б. Дивари<sup>73</sup>, а также извлечь из наблюдений Ф. Линка<sup>38</sup> и А. Льюнгхольма<sup>16</sup> (см. также<sup>67</sup>). При этом Р. Гуди и Ф. Фольц показали, что, измеряя дефект яркости сумеречного неба в области полос Шапюи, можно определять полное содержание озона в атмосфере, несмотря на то, что предложенная ими процедура весьма груба, как это отмечают сами авторы.

Выше мы все время оперировали с наблюдениями со светофильтрами. Это обусловлено отнюдь не отсутствием спектров сумеречного неба (см., например, <sup>40, 90</sup>), а тем, что эти спектры, полученные в весьма обильном количестве и многими исследователями, как правило, служили только для выявления собственного свечения атмосферы (полярные сияния, эмиссии ночного неба), но не рассматривались с точки зрения анализа поведения фона, на котором выступает это свечение, в зависимости от  $\zeta$  и направления визирования. Кроме того,

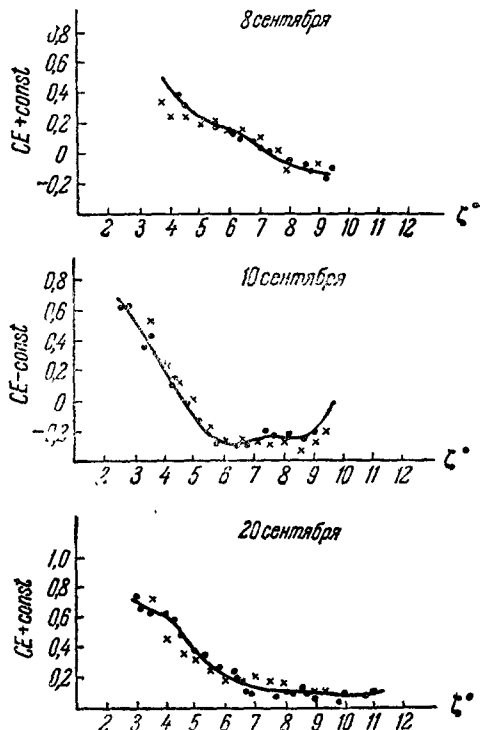


Рис. 13. Изменение цвета неба в зените в зависимости от  $\zeta$  — кривые для отдельных дней.  
● — Наблюдения, × — расчет.

эти спектры получались фотографически с большими экспозициями, что эквивалентно их существенному осреднению по большим интервалам изменения зенитного расстояния Солнца.

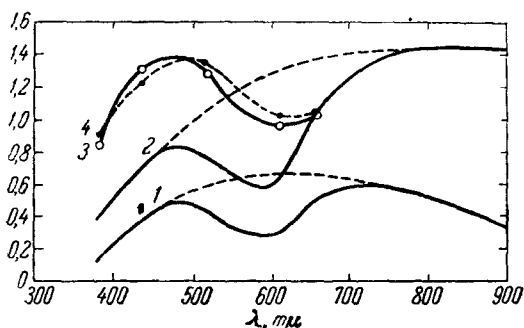


Рис. 14. Теоретические (1 и 2) и экспериментальные (3 и 4) данные о спектральной зависимости относительной яркости неба при  $z = 70^\circ$  и  $A = 0^\circ$ .

Пунктир — без учета поглощения света в озоновом слое

спектра сумеречного неба на той стадии, когда собственное свечение атмосферы еще не играет никакой роли.

Недавно А. Х. Дарчия<sup>77</sup> опубликовала ряд спектров сумеречного неба, относящихся к этой стадии. Спектры получены также фотографически, но с краткими экспозициями, что было достигнуто ценой ограничения очень малыми  $\xi = \zeta - 90^\circ$  и наиболее яркой областью неба, а именно заревым сегментом вблизи горизонта.

Спектры обнаруживают крайнее разнообразие, вполне естественное, поскольку речь идет об измерениях вблизи самого горизонта, когда даже незначительные вариации атмосферной экстинкции в области тропосферы выступают в сильно преувеличенном виде. Поэтому мы выбрали для иллюстрации только два ряда сравнительно спокойных спектров и несколько сгладили их ход, чтобы убрать недостаточно достоверные особенности (рис. 15). Однако чтобы подчеркнуть изменчивость спектров, для иллюстрации зависимостей спектров от зенитного расстояния Солнца  $\zeta$  и от зенитного расстояния точки визирования  $z$  были выбраны случаи с суще-

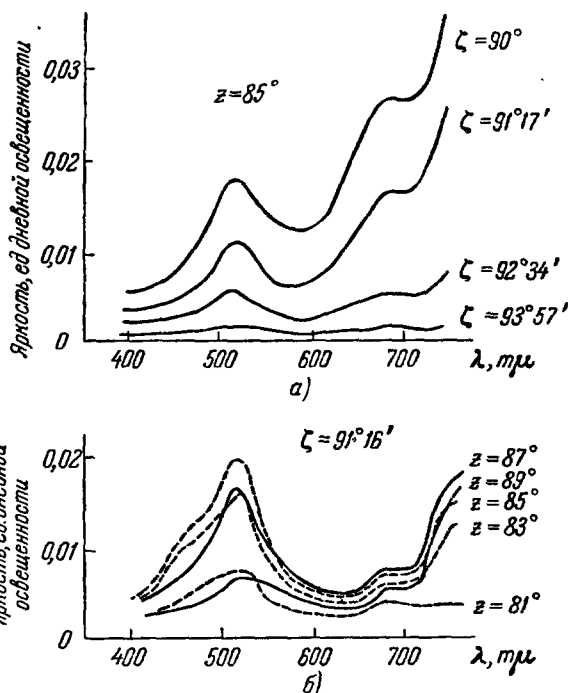


Рис. 15. Примеры спектральных зависимостей яркости неба в заревом сегменте.

а) Для различных зенитных расстояний Солнца  $\zeta$ ; б) для различных зенитных расстояний точки визирования  $z$ .



ственно различным характером изменения яркости с длиной волны. Заметим, что все измерения велись в единицах дневной освещенности горизонтального белого экрана, спектр которой, вообще говоря, существенно отличается от спектра Солнца за счет присутствия рассеянной радиации дневного неба (см., например, <sup>91</sup>). Это влечет за собой, в частности, существенное и быстро прогрессирующее с уменьшением длины волны преуменьшение интенсивности коротковолновой части спектра. Следует полагать, что резкая выраженность максимума яркости около  $\lambda = 500$   $\mu$  является до некоторой степени следствием такого выбора единиц, обострившего спад интенсивности в сторону коротких волн. В то же время на спектрах отчетливо выявляются полосы Шапюи поглощения озона между 500 и 700  $\mu$ , сильно варьирующие от дня ко дню. Левый край этой полосы и образует крутой длинноволновый склон зеленого максимума яркости (ср. рис. 14). Далее, обращает на себя внимание изменчивость длинноволнового крыла спектра — за полосами Шапюи, — обязанная своим происхождением, очевидно, вариациям прозрачности нижних слоев атмосферы.

Недавно группой сотрудников Лаборатории атмосферной оптики ИФА (А. Я. Дривинг, О. А. Зигель, И. М. Михайлин, Г. В. Розенберг, Г. Д. Туркин) были получены спектры сумеречного неба в зените при помощи саморегистрирующего спектрометра с дифракционной решеткой вплоть до зенитных расстояний Солнца  $\zeta = 100^\circ$ . Вследствие слабости свечения сумеречного неба измерения велись с широкой щелью, обусловившей спектральное разрешение 70 Å. Время сканирования спектра составляло 1 мин.

На рис. 16, а и б приведены некоторые из полученных нами спектров в абсолютных единицах и в единицах яркости Солнца. (Прибор был проградуирован по освещенному Солнцем белому экрану, причем освещенность экрана рассеянным светом неба исключалась по методу «солнце — тень» и вводились поправки на спектральную прозрачность атмосферы по так называемому долгому методу Бугера.)

Следует обратить внимание на различие спектров, приведенных на рис. 16, 14 и 15, отражающее изменение цвета сумеречного неба с увеличением зенитного расстояния  $z$  направления визирования.

В 1933 г. В. Слайфер <sup>92</sup> впервые заметил усиление ночной эмиссии ионизованного азота  $N_2^+$  (отрицательной системы полос) в период астрономических сумерек. Через три года Х. Гарриг <sup>93</sup> обнаружил, что при погружении Солнца под горизонт на  $9^\circ$  в спектре сумеречного неба появляется красная линия кислорода  $\lambda = 6300$  Å, ослабевающая при дальнейшем увеличении зенитного расстояния Солнца. В том же году В. И. Черняев и М. Ф. Вукс <sup>40</sup> нашли в спектре сумеречного неба  $D$ -дублет натрия, возникающий, когда земная тень достигает высоты 50—60 км, и заметно затухающий с увеличением высоты земной тени. Позднее были обнаружены также сумеречные вспышки и других эмиссий ночного неба: линия  $\lambda = 5200$  Å NI <sup>94</sup>, атмосферная система полос  $O_2$  <sup>95, 96</sup>, полосы OH <sup>96</sup>, H- и K-линии CaII <sup>97</sup>, а также резонансные линии лития и гелия <sup>98</sup>. Для всех этих сумеречных свечений характерны два обстоятельства: 1) они появляются на непрерывном фоне спектра рассеянного света сумеречного неба тогда, когда яркость последнего становится уже недостаточной для маскирования более слабых эмиссий собственного свечения атмосферы, и 2) их интенсивность ослабевает по мере погружения Солнца под горизонт. Мы не можем здесь вдаваться в дискуссию о происхождении этих свечений (см., например, <sup>99, 100</sup>) и остановимся только на свечении атмосферного натрия, сыгравшем заметную роль в развитии сумеречного метода исследования атмосферы.

Проблеме сумеречной вспышки резонансной линии натрия посвящена обширная литература (см. <sup>100-118</sup> и др.). В настоящее время не остается сомнений, что она обусловлена резонансной флуоресценцией паров натрия, образующих довольно отчетливо выраженный слой в высоких слоях атмосферы и освещенных лучами заходящего или восходящего Солнца. При

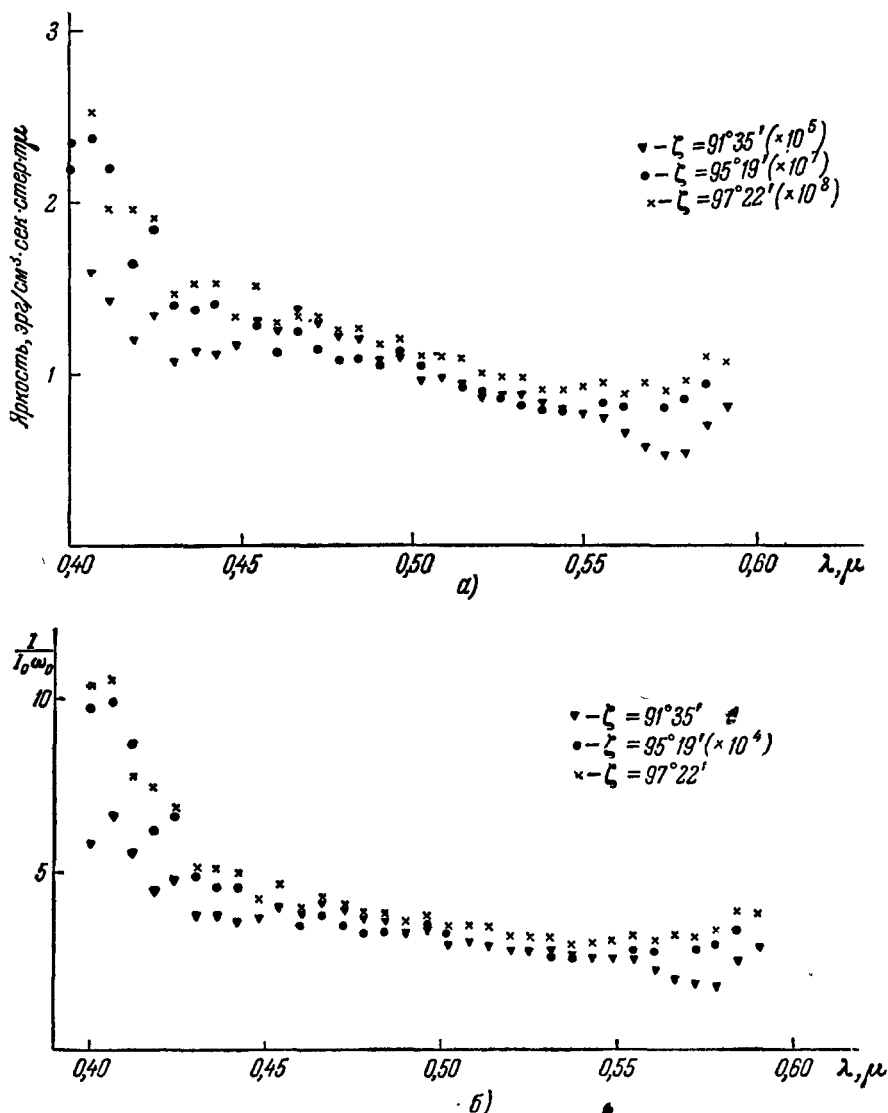


Рис. 16. Спектры света сумеречного неба в зените при различных  $\zeta$  в абсолютных единицах (а) и в единицах яркости Солнца (б) ( $\nabla - (\times 10^5)$ ,  $\times - (\times 10^8)$ ).

малых погружениях последнего за горизонт эта флуоресценция тонет в ярком рассеянном свете неба. Затем, по мере увеличения зенитного расстояния Солнца и уменьшения яркости сумеречного неба, она становится наблюдаемой и, наконец, тоже затухает, когда натриевый слой погружается в тень Земли. Однако эта простая картина нарушается ослаблением прямых лучей Солнца при их проникновении в слой натрия, что ведет к уменьшению его освещенности при малых погружениях Солнца под

горизонт. В результате на кривых зависимости интенсивности  $I$  сумеречного свечения атмосферного натрия от зенитного расстояния Солнца появляется типичное «плато», выраженное в различной степени в зависимости от оптической толщины и структуры слоя, а также от направления визирования. Это отчетливо видно на рис. 17, а и б<sup>107</sup>. Обращает внимание сдвиг по фазе при изменении направления визирования, а также существенные различия в ходе кривых и в абсолютных значениях яркости в разные дни и для разных азимутов. Кроме того, с изменением  $\zeta$  меняется и соотношение интенсивностей двух компонент дублета.

Детальный количественный анализ сумеречной вспышки D-дублета атомарного натрия показал, что последний располагается в атмосфере в виде отчетливо выраженного слоя с максимумом концентрации около 70—90 км, причем его количество, как и высота слоя, очень изменчиво и подвержено, в частности, сильным сезонным вариациям<sup>116, 118</sup>. Примеры высотного распределения натрия в различные дни приведены на рис. 18, а. Общее содержание натрия в столбе сечением 1 см<sup>2</sup> колеблется в пределах от  $2 \cdot 10^9$  до  $2 \cdot 10^{10}$  атомов. Имеются серьезные основания полагать, что натриевый слой имеет облачную структуру.

Вследствие быстрого возрастания коэффициента рассеяния, а следовательно, и оптической толщи атмосферы, с уменьшением длины волны следует ожидать, что характер сумеречных явлений должен заметно меняться по мере продвижения в ультрафиолетовую область спектра. Однако здесь мы не располагаем пока данными наблюдений. Исключение составляет область около  $\lambda = 0,3 \mu$ , т. е. окрестность длинноволнового склона мощной полосы поглощения озона (полосы Гартлея). Как известно, последняя простирается далее в ультрафиолет вплоть до перекрытия с полосами поглощения кислорода в шумановской области спектра, вследствие чего нижние слои атмосферы полностью ограждены от доступа в них ультрафиолетового излучения Солнца с  $\lambda \lesssim 0,30 \mu$ . Напомним также, что озон, подобно натрию, располагается в атмосфере в виде отчетливо выраженного, но сильно размытого слоя (рис. 18, б) с максимумом концентрации на высоте около 25 км<sup>119</sup>. Полное количество озона в земной атмосфере равно приблизительно 0,3 см и колеблется в пределах примерно от 0,2 до 0,4 см (количество озона принято выражать в толщинах слоя, который он занял бы, будучи выделен в чистом виде и приведен к температуре 0° С и давлению 760 мм рт. ст.).

Повышенное внимание к области спектра около  $\lambda = 0,3 \mu$  обусловлено именно стремлением использовать сумеречные явления для определения высотного распределения озона — все сведения о последнем до осущест-

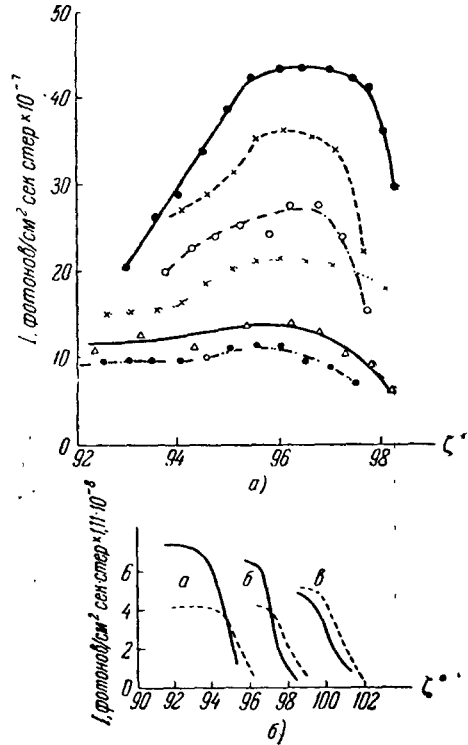


Рис. 17. Зависимости интенсивности резонансной линии натрия от зенитного расстояния Солнца для различных дней (а) и различных направлений визирования для двух различных дней (б).

вления ракетных подъемов, а в значительной мере и донныне были получены этим путем. Рамки статьи не позволяют обозреть обширную литературу, вызванную этой проблемой<sup>120</sup>. Здесь нас будет интересовать только тот своеобразный характер, который приобретают сумеречные явления в названной области спектра из-за большой оптической толщи атмосферы

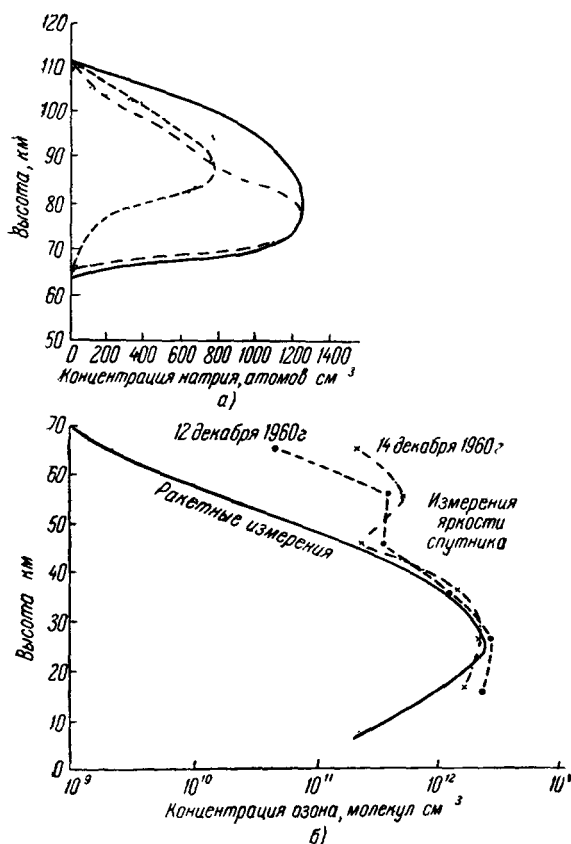


Рис. 18. а) Примеры высотного распределения атомарного натрия в различные дни. б) Осредненное высотное распределение озона по данным ракетных измерений и распределения для двух дней по измерениям яркости искусственного спутника Земли.

уровнем  $h$ , причем полная вертикальная оптическая толщина воздуха

$$\tau^* = \tau'(h) + \tau(h), \quad \tau(h) = \int_0^h k dh - \text{оптическая толщина воздуха в верти-}$$

кальном направлении от уровня моря до высоты  $h$ ,  $k(h) = \alpha(h) + \sigma(h)$  — коэффициент экстинкции воздуха,  $\alpha$  и  $\sigma$  — его коэффициенты поглощения и рассеяния и  $m(\zeta)$  — так называемая воздушная масса вдоль пути светового луча, равная отношению оптической толщи вдоль его пути к оптической толще в вертикальном направлении для той же разности высот.

Поскольку в окрестности  $\lambda = 0,3 \mu$  и озонное поглощение ( $\alpha$ ), и молекулярное рассеяние ( $\sigma$ ) растут по мере продвижения в коротковолновую часть спектра, постольку  $\tau'$  также растет с уменьшением длины волны. Поэтому, если  $\lambda_1 > \lambda_2$ , то  $\tau'(\lambda_1) < \tau'(\lambda_2)$  и цветовой показатель,

и присутствия расположенного на сравнительно больших высотах слоя поглощающего свет озона. Имеются в виду эффект обращения, обнаруженный в 1929 г. Ф. Гётцем<sup>121</sup>, а также родственный ему эффект аномальной прозрачности, открытый в 1936 г. С. Ф. Родионовым, Е. Н. Павловой и Н. Н. Ступниковым<sup>122</sup> и, подобно эффекту обращения, давно ставший достоянием учебников. В обоих случаях речь идет о поведении при изменении зенитного расстояния Солнца цветового показателя  $SE_{\lambda_2}^{\lambda_1}$  для пары длин волн, расположенных на длинноволновом склоне полосы Гартлея.

Согласно закону Бугера интенсивность солнечных лучей, пронизывающих по направлению к Земле слой озона, должна монотонно убывать по мере увеличения зенитного расстояния Солнца, а именно

$$I(h) = I_0 e^{-m\tau'(h)}, \quad (2)$$

где  $\tau'(h) = \int_h^\infty k(h) dh$  — опти-

ческая толщина воздуха в вертикальном направлении над

определяемый формулой (1),

$$CE_{\lambda_2}^{\lambda_1} = 2,5m [\tau'(\lambda_1) - \tau'(\lambda_2)], \quad (3)$$

должен монотонно убывать с увеличением  $m$ , т. е. с ростом  $\zeta$ .

Если теперь направить измерительный прибор в зенит и предположить, что рассеяние прямых лучей Солнца происходит в основном в нижних, наиболее плотных слоях атмосферы, т. е. после того, как лучи Солнца пронизуют слой озона, то следует ожидать, что  $CE_{\lambda_2}^{\lambda_1}$  для рассеянного света также будет монотонно убывать с ростом  $\zeta$ . Однако Ф. Гётц обнаружил<sup>121</sup>,

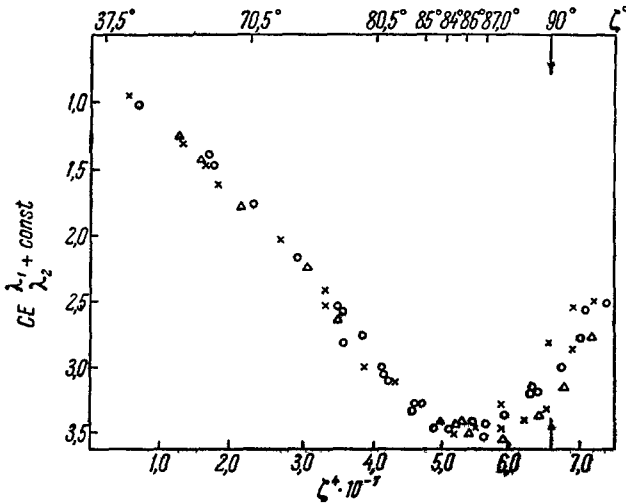


Рис. 19. Примеры экспериментальных зависимостей  $CE_{\lambda_2}^{\lambda_1}(\zeta)$  при наблюдении в зенит («кривые обращения»).

Согласно традиции по оси абсцисс отложены значения  $\zeta \cdot 10^{-7}$ . Различные обозначения соответствуют различным парам длин волн. Все кривые приведены к одному значению  $CE$  при малых  $\zeta$ .

что в действительности при некотором значении  $\zeta$ , меняющемся от дня ко дню, монотонное убывание  $CE_{\lambda_2}^{\lambda_1}$  сменяется его возрастанием (рис. 19). Это явление и получило название эффекта обращения, а зависимость  $CE_{\lambda_2}^{\lambda_1}(\zeta)$  принято называть кривой обращения.

Положение минимума на кривой обращения зависит от выбора пары длин волн, причем с уменьшением  $\lambda_2$  при постоянной  $\lambda_1$  минимум закономерно смещается к меньшим  $\zeta$ . Кроме того, положение минимума, как и весь ход кривой обращения, существенно зависит от полного содержания озона в атмосфере — увеличение содержания озона смещает кривую обращения также в сторону меньших  $\zeta$ . Наконец, характер кривых обращения весьма изменчив, причем нередко он оказывается существенно различным для разных пар длин волн; наблюдаются случаи, когда эффект обращения вообще отсутствует.

С. Ф. Родионов, Е. Н. Павлова и Н. Н. Ступников<sup>122</sup> обнаружили аналогичное явление и в том случае, когда измерительный прибор направлен непосредственно на Солнце, т. е. когда безоговорочно должна быть справедливой формула (3) (рис. 20). Авторы присвоили ему название «эффект аномальной прозрачности», исходя из того, что при справедливости закона Бугера он может быть вызван только относительным увеличением прозрачности атмосферы (т. е. уменьшением  $\sigma$ ) при  $\lambda_2$  по сравнению с ее прозрачностью при  $\lambda_1$  ( $\lambda_2 < \lambda_1$ ). Ниже мы вернемся к объяснению этого

эффекта. Сейчас же только заметим, что, как показал Ф. Гётц, объяснение эффекта обращения не нуждается в такой гипотезе. Для объяснения его

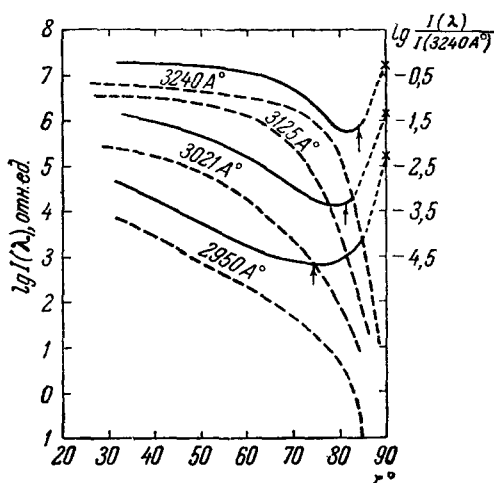


Рис. 20. Зависимости  $\lg I$  от  $\xi$  и «эффект аномальной прозрачности» (прибор направлен на Солнце).

ту, рассеянному над слоем озона, ибо поглощение последнего в озонном слое не зависит от зенитного расстояния Солнца. Этот переход совершается при тем больших зенитных расстояниях Солнца, чем меньше поглощение, т. е. чем меньше длина волны, что и ведет к эффекту обращения.

Именно на этом объяснении, дополненном учетом структуры озонного слоя, и основывается предложенный Ф. Гётцем метод определения высотной зависимости  $\alpha$ , а следовательно, и концентрации озона по кривым обращения<sup>120</sup>.

Характер сумеречных явлений в полосах поглощения кислорода и водяного пара, а также в инфракрасной области спектра с  $\lambda > 1\mu$  вообще не изучен.

#### 4. ПОЛЯРИМЕТРИЯ СУМЕРЕЧНОГО НЕБА

Дополнительную и совершенно независимую информацию о процессе протекания сумерек можно получить, измеряя поляризацию света сумеречного неба.

Первоначальные измерения<sup>27, 34, 42, 123-129</sup> относились преимущественно к положениям так называемых нейтральных точек, т. е. тех точек небосвода, где степень поляризации обращается в нуль.

Если в дневное время (см., например,<sup>130, 131</sup>) положение этих точек относительно Солнца и антисолнечной точки сравнительно стабильно и зависит в основном от метеорологических условий, то в сумерки они начинают проявлять усиленную подвижность. При этом их поведение в солнечном и противосолнечном вертикалах становится совершенно различ-

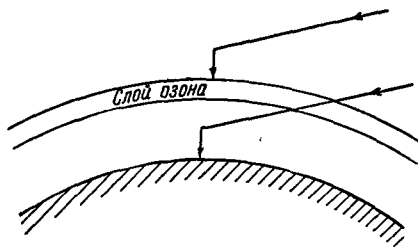


Рис. 21. К объяснению эффекта обращения по Гётцу.

ным. Это является отражением различия условий освещения темного и светлого горизонтов неба в сумеречные часы и, по-видимому, в первую очередь, различия роли кратного рассеяния в формировании яркости сумеречного неба в различных его областях (ср.<sup>131, 132</sup>). В то же время данные наблюдений нейтральных точек свидетельствуют о повышенной чувствительности поляризации света неба к изменчивости атмосферных условий.

Помимо положений нейтральных точек измерялась и степень поляризации в различных участках неба, но измерения эти ограничивались только светлой частью сумерек — до  $\zeta = 95 - 96^\circ$ .

Основной результат состоял здесь в том, что степень поляризации света сумеречного неба сначала увеличивается с возрастанием  $\zeta$ , а затем убывает. В частности, для зенита максимум поляризации достигается при  $\zeta = 92 - 94^\circ$ , когда степень поляризации принимает в среднем значение  $p = 0,7 - 0,8$ .

Все названные выше поляризационные исследования сумеречного неба имели своей главной целью отыскание непосредственной связи с погодой и признаков, облегчающих ее прогнозирование. Однако по причинам, которые станут ясными из дальнейшего, эти поиски не увенчались успехом. Впервые задача использования поляризационных измерений для анализа самого хода сумеречных явлений, а также для изучения строения высоких слоев атмосферы и происходящих в них процессов была выдвинута И. А. Хвостиковым. Поэтому измерения, выполнявшиеся в течение ряда лет И. А. Хвостиковым и его сотрудниками, были сосредоточены на около-зенитной области неба, где эти поляризационные эффекты наиболее ярко выражены и, как казалось в то время, наиболее просто поддаются интерпретации. Заметим, что и последующие исследователи, за немногими исключениями, придерживались этой традиции, вследствие чего данные о поляризации в других областях неба практически отсутствуют.

Первые же измерения<sup>133</sup>, выполненные на Эльбрусе летом 1936 г., показали, что, начиная с  $\zeta \cong 97^\circ$ , степень поляризации  $p$  довольно быстро убывает, причем отчетливо выделяется область  $\zeta$ , примерно от  $98$  до  $102^\circ$ , в которой кривые изменения  $p$  в зависимости от  $\zeta$  имеют один или два глубоких минимума. Тогда же была получена одна кривая, охватывавшая всю темную часть сумерек до границы ночи и обнаружившая чрезвычайно глубокий и широкий минимум поляризации ( $p = 0,15$ ) при  $\zeta \cong 106,5^\circ$ .

Если перевести погружения Солнца в высоты земной тени в зените и учесть, что эффективная высота, на которой происходит рассеяние во время сумерек, километров на 20 больше высоты геометрической тени (см. ниже), то окажется, что положения минимумов соответствуют эффективным высотам рассеяния порядка 100 и 300 км. Существование более или менее отчетливо выраженных и очень изменчивых по форме минимумов в указанных диапазонах высот было подтверждено и последующими измерениями И. А. Хвостикова<sup>134</sup>. То обстоятельство, что эти высоты примерно соответствуют высотам расположения ионосферных слоев  $E$  и  $F$ , позволило И. А. Хвостикову высказать предположение<sup>133, 134</sup>, что степень деполаризации света сумеречного неба как-то связана со степенью ионизации высоких слоев атмосферы и что поляризационные измерения во время сумерек могут дать непосредственный «разрез» ионосферы.

В 1939 г. в Крыму были выполнены поляризационные измерения сумеречного неба двумя методами (визуально и фотоэлектрически) одновременно с измерениями критических частот и высот отражения радиоволн от ионосферных слоев  $E$  и  $F$ <sup>135</sup>. Оптические измерения велись без светофильтров в широком спектральном диапазоне, ограниченном только пределами чувствительности приемника света. Ход полученных кривых

оказался весьма разнообразным (рис. 22, а и б), что свидетельствовало о глубоких различиях в условиях формирования сумерек в различные дни. Однако все их объединяли те же черты, что и отмеченные в <sup>133</sup>, <sup>134</sup>, а именно существование минимумов при эффективных высотах земной

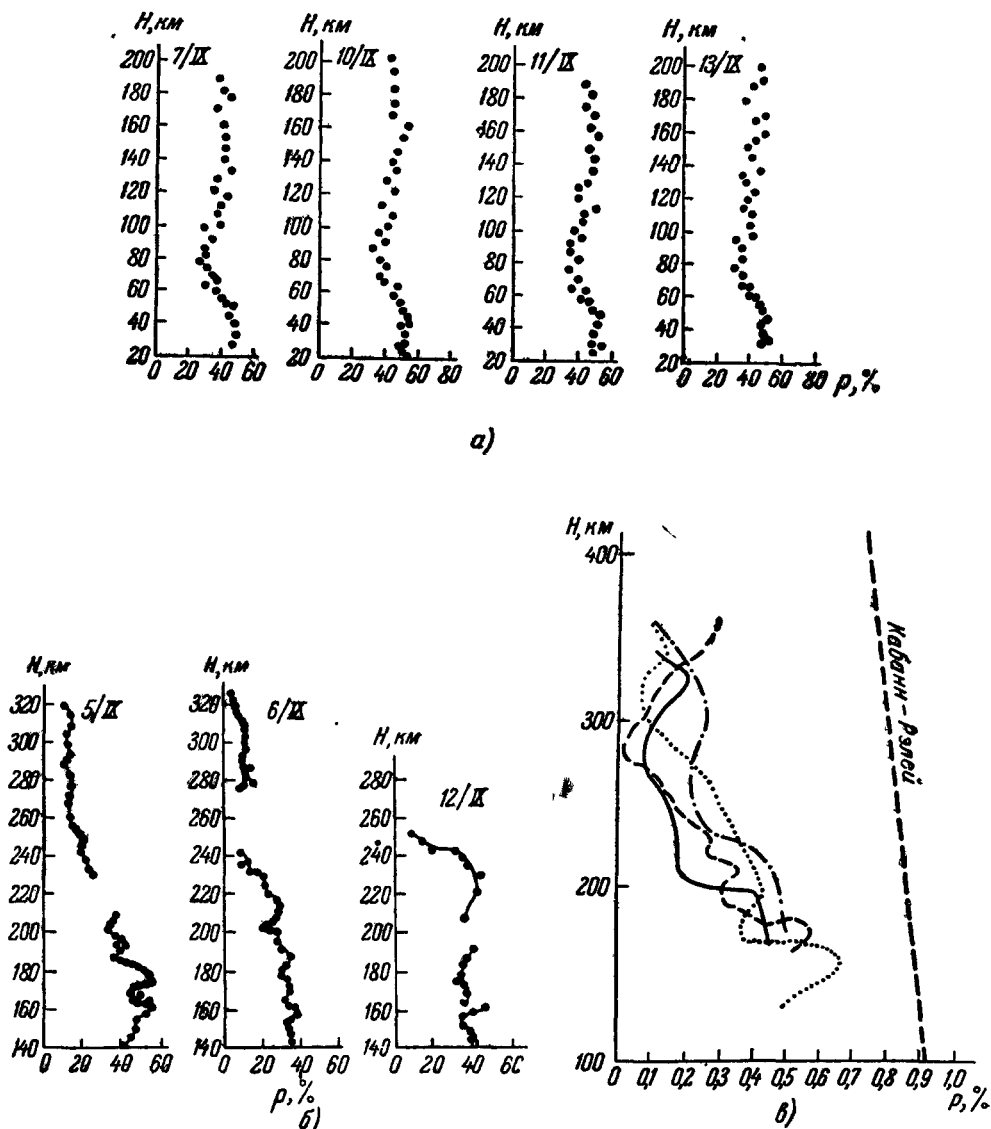


Рис. 22. Примеры зависимостей степени поляризации света, посылаемого зенитом сумеречного неба, от эффективной высоты рассеивающего слоя.

а) Визуальные измерения; б) фотоэлектрические измерения, в) фотографические измерения.

тени около 80 и 250—290 км и сильное общее спадание степени поляризации с увеличением  $\zeta$ . Те же черты отчетливо выступили и при измерениях поляризации сумеречного неба под Москвой, выполненных летом 1940 г. при помощи фотографической методики <sup>49</sup>, <sup>50</sup>.

В предшествовавших измерениях степень поляризации определялась из интенсивностей двух взаимно-перпендикулярно поляризованных компонент, причем ориентации плоскостей поляризации сохранялись в течение



ние сумерек неизменными (одна из них либо следовала за Солнцем, либо совпадала со средним для сумерек положением вертикала Солнца). Здесь же измерения велись при помощи трех поляризационных призм, повернутых друг относительно друга на угол  $60^\circ$ . Это позволяло определять как направление поляризации, так и истинное значение ее степени. Некоторые из полученных зависимостей  $p$  от эффективной высоты рассеивающего слоя показаны на рис. 22, в, на котором для сравнения приведена также зависимость  $p(h)$ , которую следовало ожидать для однократного молекулярного рассеяния.

Сопоставление величины деполаризации как для эффективных высот рассеяния  $h \cong 80$  км, так и для высот  $h \cong 270-300$  км с критическими частотами для соответствующих ионосферных слоев показало наличие корреляции:

с увеличением критической частоты глубина минимума увеличивалась, а минимальная степень поляризации уменьшалась<sup>50, 135-137</sup>. Возможные причины этой корреляции будут обсуждаться в § 10, хотя следует

заметить, что сам факт ее существования нуждается в подтверждении, а ее характер — в исследовании.

Возвращаясь к рис. 22, следует обратить внимание еще на два обстоятельства. Во-первых, во время протекания сумерек степень поляризации много меньше, чем следовало бы ожидать, если бы имело место только однократное молекулярное рассеяние. Во-вторых, наблюдаются хаотические короткопериодные вариации степени поляризации, захватывающие весьма малые интервалы зенитных расстояний или

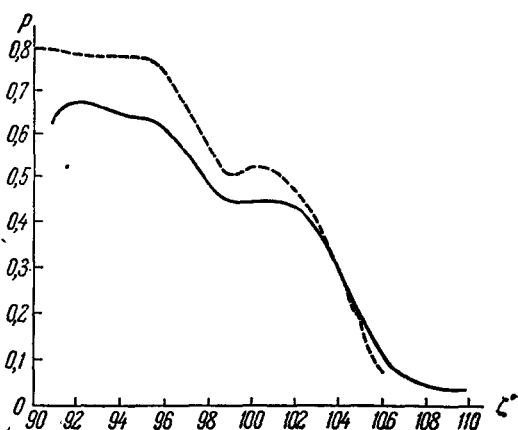


Рис. 23. Примеры осредненных зависимостей степени поляризации света, посылаемого зенитом сумеречного неба, от зенитного расстояния Солнца.

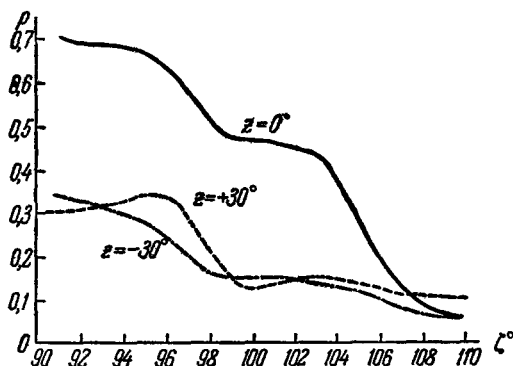


Рис. 24. Осредненные зависимости  $p$  от  $z$  для различных направлений визирования.

высот тени. Оба эти обстоятельства также будут предметом дальнейшего обсуждения, причем будет показано, что последнее из них является чисто временным эффектом. Наконец, обращает внимание возрастание поляризации при  $\xi \geq 107^\circ$ .

В дальнейшем поляризация света, поступающего от зенитной области сумеречного неба, измерялась неоднократно и, в отличие от описанных измерений, преимущественно со светофильтрами<sup>3, 28, 67, 70, 78-80</sup> или спектрографически<sup>138</sup>. В основных чертах эти измерения подтвердили общую картину, выясненную наблюдениями И. А. Хвостикова и его сотрудников. Для примера на рис. 23 приведены две зависимости от  $z$ , относящиеся

к зениту. Пунктирная кривая получена Р. Робле <sup>138</sup> визуально, а сплошная Дж. Дэйвом и К. Раманатаном <sup>67</sup> — фотоэлектрически (спектральный интервал 4000—5700 Å), причем в обоих случаях проведено усреднение по ряду дней, вследствие чего случайные (в том числе короткопериодные) вариации оказались стертыми. Заметим, что осреднение по другим группам измерений или для других спектральных интервалов приводит к отличающимся кривым <sup>67</sup>.

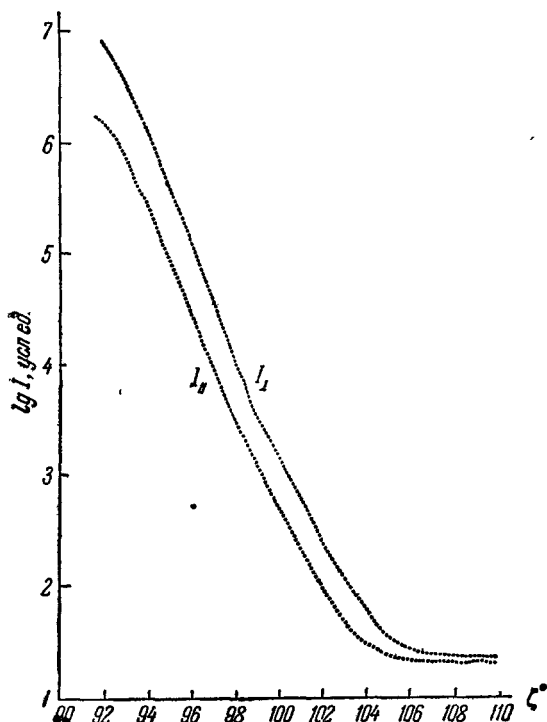


Рис. 25. Осредненные зависимости от  $\zeta$  логарифмов интенсивностей двух альтернативно поляризованных компонент света, поступающего от зенита сумеречного неба.

Измерения поляризации света сумеречного неба в точках, отличных от зенита, насколько нам известно, выполнялись только Т. Г. Мегрелишвили <sup>78</sup>, а также Дж. Дэйвом и К. Раманатаном <sup>67</sup>. На рис. 24 приведено сопоставление осредненных для ряда дней зависимостей  $p$  от  $\zeta$  для трех точек солнечного меридиана с зенитными расстояниями  $z = 0$  и  $\pm 30^\circ$  (минус относится к противовеертикалу Солнца). Измерения велись в спектральном интервале 4350—4850 Å. Практически измерялись интенсивности двух взаимно-перпендикулярно поляризованных компонент, одна из которых ( $I_{\parallel}$ ) соответствовала колебаниям электрического вектора световой волны в плоскости солнечного меридиана. На рис. 25 показаны зависимости интенсивностей обеих компонент (усредненные по ряду дней наблюдений) от зенитного расстояния Солнца. Нетрудно видеть, что более слабая компонента  $I_{\parallel}$

значительно раньше достигает своей предельной (ночной) величины, чем более сильная компонента  $I_{\perp}$ , для которой электрический вектор колеблется перпендикулярно к плоскости рассеяния. Изгиб кривой  $I_{\parallel}(\zeta)$  начинается уже около  $\zeta = 103,5^\circ$ , тогда как на кривой  $I_{\perp}(\zeta)$  он наступает только около  $\zeta = 105^\circ$ . Тем самым становится понятной природа спада степени поляризации в интервале  $\zeta$  от  $103$ — $104^\circ$  до  $107$ — $108^\circ$ , что соответствует эффективным высотам рассеяния от 160—200 до 300—350 км (см. рис. 22, 23). Подробнее этот спад зависимости  $p(\zeta)$  будет обсуждаться ниже.

Обратимся теперь к изменчивости зависимости  $p(\zeta)$  с длиной световой волны. На рис. 26, а показаны зависимости  $p(\zeta)$ , измеренные спектрографически для одного из дней Р. Робле <sup>138</sup>. Для сравнения на рис. 26, б показаны аналогичные результаты, полученные Н. Б. Дивари <sup>75</sup> при измерениях со светофильтрами (среднее для двух дней).

Прежде всего необходимо обратить внимание на существенное различие хода кривых для различных длин волн. Причины этих вариаций будут предметом обсуждения в § 8—10. Здесь же заметим, что из них выте-

кает неправомочность детального анализа данных, получаемых из измерений в широких спектральных интервалах. Следует отметить также, что минимум поляризации при  $\zeta \cong 97-101^\circ$  и ее спад при  $\zeta \geq 102-103^\circ$  выражены для различных длин волн в разной степени и испытывают заметные смещения по оси зенитных расстояний Солнца. Далее, при  $\zeta \geq 100^\circ$  свет неба значительно сильнее поляризован в коротковолновой области спектра, чем в его желто-красной части.

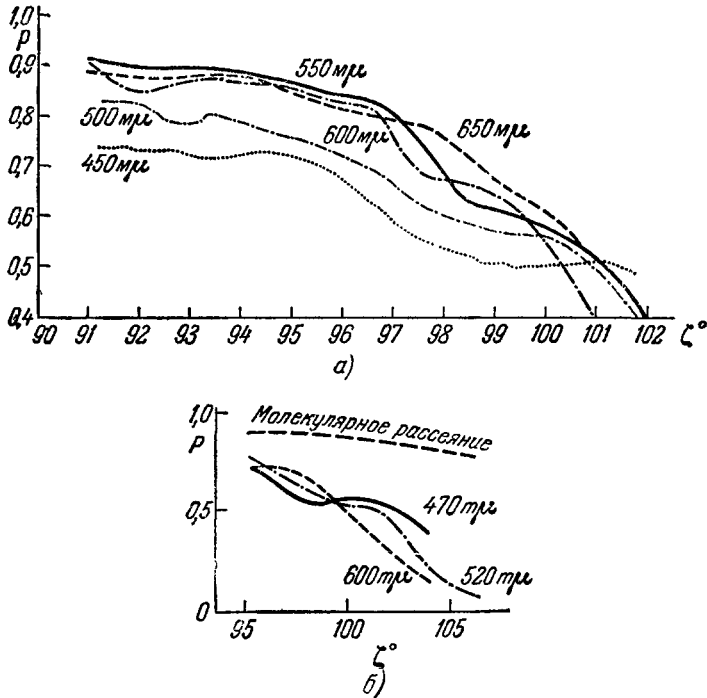


Рис. 26. Зависимости  $p(\zeta)$  для различных интервалов спектра.

а) Фотографическая фотометрия спектров сумеречного неба; б) фотоэлектрические измерения со светофильтрами.

Н. Б. Дивари<sup>70</sup> обнаружил корреляцию между величиной атмосферной прозрачности и степенью поляризации для близких длин волн при  $\zeta \cong 99-100^\circ$ , тогда как при других  $\zeta$  корреляция ухудшается. Заметим, однако, что статистика охватывала всего 7 или 8 дней и что прозрачность определялась в другое (дневное) время и с другими светофильтрами, что делает корреляционный анализ недостаточно убедительным.

Почти все измерения степени поляризации света, поступающего от зенитной области сумеречного неба, осуществлялись, как уже было сказано, путем определения интенсивностей света, проходящего через анализатор (поляроид или поляризационную призму) при двух взаимноперпендикулярных положениях последнего. При этом заранее предполагалось, что рассеянный свет неба всегда поляризован либо строго в плоскости рассеяния, либо строго перпендикулярно к ней. Поэтому возникла необходимость специально проверить это предположение, тем более, что были известны случаи, когда оно заведомо не выполнялось как в дневное время, так и во время полных солнечных затмений, когда условия освещения атмосферы во многом аналогичны сумеречным.

Впервые измерения положений плоскости поляризации света, поступающего от зенитной области сумеречного неба, были выполнены Г. В. Розенбергом<sup>49, 50, 137</sup>. Результат получился неожиданный. Оказалось, что положение плоскости поляризации подвержено существенным изменениям. Ее отклонения от меридиана Солнца, наступающие при  $\zeta \gtrsim 104^\circ$ , достигают значительной величины:  $-20 \div 30^\circ$  и даже больше.

Позднее Н. Б. Дивари<sup>70</sup> провел аналогичные измерения, но уже со светофильтрами, и нашел, что при  $\zeta \leq 100^\circ$  отклонения плоскости поляризации от солнечного вертикала если и существуют, то малы и носят беспорядочный характер. Это подтверждается измерениями Г. В. Розенберга и Н. К. Туриковой<sup>26, 79</sup> со светофильтрами для сравнительно малых  $\zeta$  ( $92^\circ < \zeta < 102^\circ$ ). Однако при  $\zeta \gtrsim 101^\circ$ , по данным Н. Б. Дивари, отклонения плоскости поляризации начинают возрастать и при зенитных расстояниях Солнца  $\zeta = 103 \div 104^\circ$  достигают заметной величины, порядка  $10^\circ$  и более, различной для разных длин волн. К сожалению, измерения Н. Б. Дивари распространяются только до  $\zeta = 105^\circ$ , что соответствует эффективной высоте рассеяния около 220 км. Таким образом, сильная девиация плоскости поляризации относительно плоскости рассеяния, обнаруженная Г. В. Розенбергом при больших  $\zeta$ , остается пока не проверенной последующими измерениями. Добавим, что точность измерений девиации плоскости рассеяния при больших  $\zeta$  невелика вследствие малости степени поляризации (см. рис. 22, 23). Это заставляет подходить к данным о ее величине, полученным в<sup>49, 50</sup>, с осторожностью. Кроме того, не исключено, что столь сильные отклонения плоскости поляризации были обусловлены какими-либо специфическими метеорологическими условиями (например, сильная горизонтальная неоднородность атмосферы, серебристые облака) или какими-нибудь эффектами свечения ночного неба. Во всяком случае здесь желательны повторные измерения, по возможности со светофильтрами или спектроскопические. Вместе с тем количественные данные о степени поляризации света сумеречного неба при  $\zeta \gtrsim 104^\circ$ , полученные без учета возможных поворотов плоскости поляризации, пока ставятся под сомнение.

## 5. ГЕОМЕТРИЯ СОЛНЕЧНЫХ ЛУЧЕЙ И ИХ ОСЛАБЛЕНИЕ НА ПУТИ СКВОЗЬ АТМОСФЕРУ

Обратимся теперь к теории сумеречных явлений.

Вторгаясь в атмосферу Земли, солнечные лучи испытывают в ней и ослабление, и рассеяние — соотношение этих явлений и определяет, в конечном счете, всю совокупность оптических явлений, наблюдаемых в небе в светлую часть суток, включая сумерки. В принципе полную картину сумеречных явлений можно было бы получить, решая в соответствующих граничных условиях уравнение переноса излучения. Однако общие методы решения этого уравнения для трехмерных задач, типа сумеречных условий, еще не разработаны. Но даже если бы они существовали, они позволяли бы рассчитать картину сумеречного неба только в том случае, когда заранее известно оптическое строение атмосферы. Наибольший же интерес представляет как раз обратная задача — определение в высшей степени изменчивого строения атмосферы по картине сумеречного неба. Поэтому главная цель теории сумерек, во всяком случае на современном этапе, состоит в выяснении основных закономерностей сумеречных явлений и выделении наиболее существенных факторов, определяющих их ход. Очевидно, что это возможно только на путях построения упрощенной модели явления и дальнейшего ее уточнения с точки зрения учета влияния тех или иных побочных обстоятельств.

При этом мало, чтобы основные черты подобной модели достаточно хорошо отражали действительность. Необходимо также, чтобы способ ее анализа не выходил из рамок уравнения переноса и, в конечном итоге, приводил бы к его решению. Таким способом может быть последовательное прослеживание судьбы каждого светового пучка во всех перипетиях, испытываемых им при его странствиях в атмосфере. Вследствие вертикальной неоднородности атмосферы и ее сферической формы, решающее значение при этом приобретают геометрические факторы, осложняемые еще тем обстоятельством, что для наблюдателя существенно выразить их в его собственной системе координат.

Прежде всего необходимо знать, где именно встретится заданное направление визирования с солнечным лучом, характеризуемым определенной высотой перигея (в частности, с границей земной тени), а также как перемещается это место встречи при изменении зенитного расстояния Солнца или направления визирования. Задача эта неоднократно решалась как без учета рефракции<sup>39, 50, 139</sup>, так и с ее учетом при различных предположениях о строении атмосферы<sup>4, 38, 140-150</sup> и даже с учетом формы геоида<sup>151</sup>. Однако результаты в названных работах представлены либо в виде таблиц, порой излишне детализированных и удобных только для решения частных задач, но не для качественного анализа хода явлений, либо в виде громоздких и практически недоступных для анализа формул. Последние значительно упрощаются и приобретают удобный для рассмотрения сумеречных явлений вид, если прибегнуть к аппроксимации формы земного шара в окрестности точки наблюдения цилиндром, образующие которого перпендикулярны к лучам Солнца. Получаемое таким образом приближение оказывается вполне удовлетворительным в обширной околозенитной области неба и на всем протяжении солнечного меридиана.

Вначале мы пренебрежем угловыми размерами Солнца и будем считать солнечные лучи, освещающие земной шар, строго параллельными. Точно так же мы не будем пока принимать во внимание рефракцию, тем более, что она, как мы увидим позже, оказывается совершенно несущественной для ряда наиболее важных проблем. Тогда геометрическая тень Земли будет представлять собой круговой цилиндр радиуса  $R$  ( $R$  — радиус земного шара) и его образующими будут солнечные лучи, касательные к поверхности земного шара (неровностями последней мы тоже пока пренебрегаем, так же как и отклонениями истинной фигуры Земли от шарообразной формы).

Вследствие сферической симметрии атмосферы все лучи, минующие земную поверхность на одинаковой высоте над терминатором, т. е. имеющие одинаковую высоту перигея  $y$ , находятся в тождественных условиях. Поэтому всю совокупность солнечных лучей следует рассматривать как однопараметрическое семейство, классифицируемое по величине  $y$ . Если луч не минует земной шар, а попадает на его поверхность, т. е. если он находится внутри цилиндра, продолжением которого служит земная тень, то ему мы припишем отрицательное значение «высоты» перигея —  $y$ . Под последней мы будем понимать наибольшую глубину, на которую погружается под терминатором продолжение луча внутрь земного шара.

Тогда для наблюдателя, находящегося на земной поверхности, в цилиндрическом приближении получаем для высоты  $h$  пересечения линии визирования с солнечным лучом, высота перигея которого равна  $y$ , приближенное выражение

$$h = Rv\gamma \left[ 1 + \frac{v}{2} \gamma \operatorname{tg}^2 z (1 - \gamma \sin^2 A) \right], \quad (4)$$

где  $z$  и  $A$  — зенитное расстояние и азимут линии визирования,

$$v = 1 - \sin \zeta + \frac{y}{R}, \quad (5)$$

$$\gamma = \frac{\cos z}{\cos \psi} \quad (6)$$

и

$$\cos \psi = \cos z \sin \zeta - \sin z \cos \zeta \cos A, \quad (7)$$

причем в солнечном меридиане

$$\cos \psi = \sin (\zeta - z), \quad (8)$$

где  $z$  считается положительным в вертикале и отрицательным в противовертикале Солнца. Выражение (4) дает удовлетворительную точность при условии

$$4v\gamma \operatorname{tg}^2 z \sin^2 A \ll 1,$$

причем вследствие малости  $v$  поправочный член в квадратных скобках существен только при больших  $z$ . Кроме того, оно без труда обобщается на случай, когда наблюдатель находится на произвольной высоте  $L$  при условии  $L \ll R$ .

Если через  $H$  обозначить высоту геометрической тени Земли ( $y = 0$ ),

$$H = R\gamma(1 - \sin \zeta), \quad (9)$$

и положить

$$\eta = y\gamma, \quad (10)$$

то выражение (4) приобретает вид

$$h = (H + \eta) \left[ 1 + \frac{v}{2} \gamma \operatorname{tg}^2 z (1 - \gamma \sin^2 A) \right], \quad (11)$$

т. е. в обширной околоразенитной области неба с хорошей точностью

$$h = H + \eta. \quad (12)$$

В частности, для зенита

$$H_0 = \frac{R(1 - \sin \zeta)}{\sin \zeta}, \quad \eta_0 = \frac{y}{\sin \zeta}, \quad (13)$$

и так как в сумеречных условиях  $\xi = \zeta - 90^\circ \ll 1$ , то

$$H_0 \cong R \frac{\xi^2}{2}, \quad \eta_0 = y. \quad (14)$$

В том же приближении зенитные расстояния Солнца  $\zeta'$  и линии визирования  $z'$  в точке пересечения последней с солнечным лучом определяются соотношениями

$$\cos z' = \cos z + \frac{v}{\cos \psi}, \quad \cos \zeta' = \cos \zeta + \frac{v \cos \varphi}{\cos \psi}, \quad (15)$$

где  $\varphi$  — угол рассеяния и

$$\cos \varphi = \cos z \cos \zeta + \sin z \sin \zeta \cos A. \quad (16)$$

Обратимся теперь к приближенному учету рефракции. Величина последней, как известно, определяется высотным ходом показателя преломления  $n$  воздуха, т. е. строением газовой компоненты атмосферы. Поэтому она оказывается подверженной весьма заметным вариациям и ее предвычисление приводит различных авторов, использующих разные модели атмосферы, к несовпадающим результатам. Однако коль скоро речь идет об определении высот, на которых располагается траектория солнечного

луча, применительно к анализу сумеречных явлений, этими расхождениями, так же как и всевозможными вариациями рефракции, можно пренебречь. Также можно пренебречь и ее зависимостью от длины волны. Г. В. Розенберг показал<sup>152</sup>, что дисперсия  $\Delta v$  угла рефракции  $v$  в первом приближении может быть записана в виде

$$\Delta v = \frac{\Delta n}{n-1} v, \quad (17)$$

откуда следует, что в атмосферных условиях для видимого диапазона спектра  $\Delta v$  примерно на два порядка меньше, чем  $v$ , т. е. не превышает одной-двух минут. Это позволяет воспользоваться для приближенного учета рефракционных эффектов расчетами, выполненными В. Г. Фесенковым<sup>150</sup> для модели атмосферы, приведенной в таблицах Аллена<sup>153</sup>, применительно к  $\lambda = 0,5 \mu$ .

Прежде всего, вследствие убывания плотности воздуха с высотой, угол астрономической рефракции в перигее луча  $v_z$  быстро уменьшается с увеличением высоты перигея  $y$ . Если воспользоваться результатами В. Г. Фесенкова<sup>150</sup>, то оказывается, что зависимость  $v_z$  от  $y$  удовлетворительно аппроксимируется выражением

$$v_z = 0,013e^{-0,16y}, \quad (18)$$

где  $y$  выражено в километрах, а  $v_z$  — в радианах. Погрешность такой аппроксимации составляет около 5%, т. е. не превышает неопределенности, обусловленной вариациями атмосферных условий, и во всяком случае пренебрежима с точки зрения анализа сумеречных явлений.

Из (19) тотчас же следует, что при  $y \gtrsim 15$  км явления рефракции становятся столь слабыми, что практически не сказываются на траектории солнечного луча в пределах земной атмосферы, хотя еще очень ощутимы, например при формировании земной тени на лунной поверхности во время затмений и даже при расчетах освещенности искусственных спутников Земли с высокими орбитами, скажем, типа «Эхо». При  $y \lesssim 15$  км солнечные лучи заметно искривляются в сторону земной поверхности, однако кривизна их становится ощутимой только в окрестности перигея, где она практически не сказывается на высоте траектории солнечного луча. Таким образом, учет рефракционного изменения высоты солнечных лучей необходим только за их перигеем и при условии, что  $y \lesssim 15$  км. Это хорошо видно на рис. 27, где показан ход солнечных лучей с учетом рефракции (пунктиром) и без ее учета (сплошными линиями) по расчетам для одной из вероятных моделей атмосферы<sup>81</sup>. Здесь же указаны направления визирования, соответствующие  $z = 0$  и  $70^\circ$ ,  $A = 0^\circ$  для наблюдателей, находящихся в пунктах с различными зенитными расстояниями Солнца (обращаем внимание, что вертикальный масштаб в пять раз больше горизонтального).

Одним из следствий изгибания солнечных лучей оказывается смещение истинного терминатора относительно его положения в отсутствие рефракции («геометрического терминатора»). Вследствие зависимости  $v_z$  от  $y$  смещение терминатора также зависит от  $y$ . Это тоже иллюстрируется рис. 27, из которого видно, что при  $y \gtrsim 15$  км этим смещением можно пренебречь.

На пути до геометрического терминатора истинный луч располагается несколько выше, чем луч, проведенный без учета рефракции, но разность их высот в пределах земной атмосферы остается почти неизменной и не превышает 2—2,5 км при  $y = 0$  и примерно 1,5 км при  $y = 5$  км. (Заметим, что это различие резко возрастает, если пренебречь смещением терминатора.) Далее, в окрестности терминатора хотя и возникают заметные

различия в характере хода лучей, разность их высот по-прежнему остается пренебрежимо малой. За истинным терминатором истинный и прямолинейный лучи начинают резко расходиться, и пренебрегать различием высот

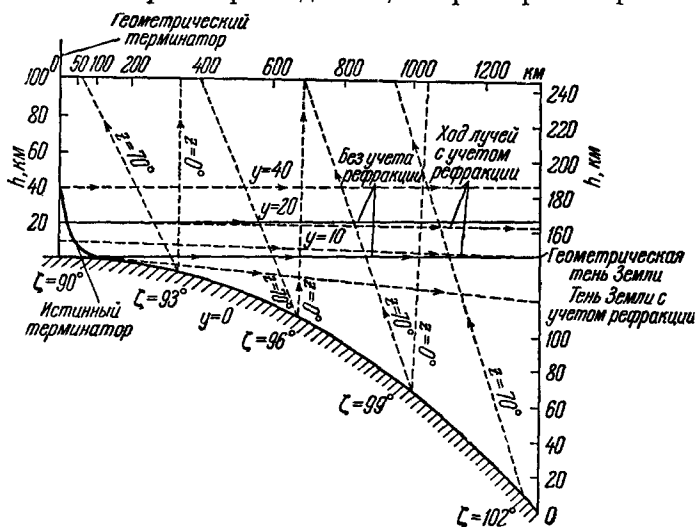


Рис. 27. Ход солнечных лучей с различным перигеем с учетом и без учета рефракции.

их пересечения с линией визирования уже становится невозможным. Однако и здесь мы можем заменить истинный луч прямолинейным, имеющим ту же высоту перигея  $y$ , но измененное зенитное расстояние  $\zeta \rightarrow 2\zeta$ .

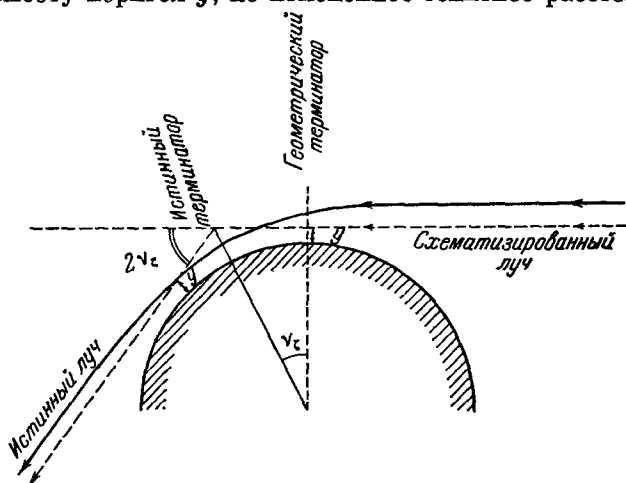


Рис. 28.

Таким образом, в первом и довольно грубом приближении мы можем заменить истинный ход луча его схематизированным ходом (рис. 28), причем погрешность в высоте расположения луча над земной поверхностью не будет превышать 2,5 км для  $y = 0$  и будет быстро уменьшаться с увеличением  $y$ , оставаясь всегда отрицательной.

Вследствие малости  $\nu_\zeta$  мы можем для определения рефракционного смещения высоты  $h$  пересечения линии визирования с лучом, имеющим высоту перигея  $y$ , воспользоваться формулой (4), разложив ее в ряд по



$2\nu_\zeta$  и ограничившись первыми двумя членами разложения. Для околосенитной области неба, где можно пренебречь рефракцией линии визирования, это приводит к выражению

$$\Delta h \cong 2\nu_\zeta \gamma R \cos \zeta'. \quad (19)$$

Имеется еще один рефракционный эффект, который следует принять во внимание. Вследствие зависимости угла рефракции  $\nu_\zeta$  от  $y$  солнечные лучи, миновав терминатор, перестают быть параллельными и расходятся веером. Это влечет за собой изменение освещенности атмосферы (атмосферную экстинкцию мы пока оставляем в стороне). Поскольку этот эффект рефракционной дивергенции существует только на большом удалении от терминатора, мы можем по-прежнему положить, что лучи прямолинейны и расходятся от терминатора под углами  $\zeta - 2\nu_\zeta(y)$ . С учетом (18) и того, что  $R \cong 6370$  км, это сейчас же приводит к выражению для освещенности прямыми лучами Солнца  $E = ME_0$ , где

$$M = [1 - 27e^{-0.16\nu \cos \zeta'}]^{-1}, \quad (20)$$

$E_0$  — освещенность прямыми лучами Солнца за пределами атмосферы и (так же, как и в (19))  $\cos \zeta'$ , в отличие от (15), определяется выражением

$$\cos \zeta' \cong \cos \zeta + \frac{\nu \cos \varphi}{\cos \psi} - 2\nu_\zeta \sin \zeta. \quad (21)$$

Выражение (20) практически не отличается от более строгого, но требующего кропотливых расчетов выражения, полученного ранее Ф. Линком<sup>145-147</sup>. Весьма важно, что уменьшение освещенности за счет рефракционной дивергенции остается (при достаточно больших  $\cos \zeta'$ ) значительным до  $y$ , заметно превосходящего 15 км, а именно до  $y = 30 \div 40$  км. Это иллюстрируется рис. 29, на котором приведены зависимости  $\frac{E}{E_0}$  от  $y$  для различных  $\zeta$ ,  $z$  и  $A$ . Обращает внимание, что эффект этот весьма ощутимо меняется с изменением  $\zeta$ , но сравнительно слабо зависит от  $z$  и  $A$ .

Для учета экстинкции мы можем, в пределах выполнимости закона Бугера, воспользоваться выражением (2). Однако для этого нам надо знать зависимость воздушной массы  $m$  от зенитного расстояния  $z$  и, вообще говоря, высоты  $h$ , причем в сумеречных условиях особый интерес представляют случаи, когда  $z$  близко к  $90^\circ$ .

Для горизонтально однородной сферической атмосферы с произвольной вертикальной структурой элементарный расчет приводит к выражению

$$m(z, L) = \frac{\int_L^\infty k(h) \sec z'(h, L) dh}{\int_L^\infty k(h) dh} = \overline{\sec z'}, \quad (22)$$

где  $z'$  — зенитное расстояние луча на высоте  $h$ , если в точке наблюдения, находящейся на высоте  $L < h$ , его зенитное расстояние равно  $z$ , и черта над  $\sec z'$  означает усреднение. Для однородного тонкого сферического слоя, находящегося на высоте  $h$ ,

$$\cos z' = \sqrt{\cos^2 z + 2\omega}, \quad (23)$$

где  $\omega = \frac{h-L}{R+L}$ . Таким образом, для однородного тонкого сферического слоя при  $z \lesssim 75^\circ$

$$m \cong \sec z - \omega \sec^3 z, \quad (24)$$

причем при  $z \lesssim 60^\circ$  можно ограничиться первым слагаемым. То же выражение сохраняет силу и для произвольной вертикальной структуры атмосферы, если  $\omega$  заменить его средним интегральным значением, зависящим от характера этой структуры (на это впервые обратила внимание Н. М. Штауде<sup>154</sup>). В частности, если  $k(h) = ke^{-h/H}$ , где  $H$  — оптическая высота однородной атмосферы, то  $\omega = \frac{H}{R+L}$ .

Теоретические расчеты  $m(z)$  при различных  $L$ , выполненные рядом авторов<sup>145-148, 150</sup>, показали, что  $m(z)$  практически не зависит от  $L$  (это, разумеется, является следствием заранее предположенной при расчетах слабой зависимости  $H$  от высоты). В действительности, конечно, вариации температурной стратификации, неизбежные горизонтальные неоднородности атмосферы, отчетливо выступающие в характерных для сумеречных явлений масштабах сотен и даже тысяч километров, присутствие аэрозольных слоев (а также слоев озона и натрия) ведут к довольно заметной зависимости  $\bar{\omega}$  от  $z$ ,  $L$  и времени. Особенно чувствительной к вариациям оптической структуры атмосферы величина  $m$  становится при  $z > 75^\circ$ , когда формула (24) уже неприменима и различные модели атмосферы начинают приводить к значениям  $m$ , существенно отличающимся друг от друга (скажем, при  $z = 89^\circ$  на целых пять единиц<sup>155</sup>). Не менее серьезные расхождения получаются и при сопоставлении измеренных значений  $m$  при больших  $z$  друг с другом и с теоретическими расчетами. Все это делает уверенный расчет  $m$  при  $z$ , близких к  $90^\circ$ , довольно безнадежным. Очевидно, речь должна идти об экспериментальном определении  $m$  в каждом конкретном случае. Однако для анализа различного рода сумеречных эффектов целесообразно использовать некоторую осредненную зависимость  $m(z)$ , которую можно считать одной и той же при любых значениях  $L \ll R$ . В этих целях автором этих строк предложена эмпирическая формула

$$m = (\cos z + 0,025e^{-11 \cos z})^{-1}, \quad (25)$$

дающая результаты, сравнительно мало отличающиеся от данных расчетов Бемпорада, а также Ф. Линка и Л. Неужила<sup>292</sup> и хорошо согласующиеся с расчетами В. Г. Фесенкова<sup>150</sup> для  $z = 90^\circ$ .

Все сказанное справедливо лишь при условии выполнимости закона Бугера. В случае рассеивающих сред с малым поглощением ( $\alpha \ll \sigma$ ) этот закон может быть нарушен эффектами многократного рассеяния<sup>157</sup>, становящимися тем более ощутимыми, чем больше оптическая толщина слоя  $\tau$ , угол наклона падения лучей  $\xi$  и телесный угол  $\omega$ , ограничивающий поле зрения прибора. Если  $\tau \sec \xi \gtrsim 5$  и  $\omega \gtrsim \omega_0$  ( $\omega_0$  — угол раствора, освещающего слой светового пучка), то отношение воспринимаемых направленным на Солнце прибором рассеянного  $\Phi_p$  и прямого  $\Phi_{\Pi}$  световых потоков равно<sup>157</sup>

$$\frac{\Phi_p}{\Phi_{\Pi}} = \frac{\omega}{\pi} \frac{\xi^2 (\xi) e^{\tau \sec \xi} l}{\sec \xi (1-A) \tau l}, \quad (26)$$

где  $l$  — постоянная, зависящая от вида индикатрисы рассеяния (для молекулярного рассеяния  $l = 4/3$ ),  $g(\xi)$  — не сильно отличающаяся от единицы функция, также зависящая от вида индикатрисы рассеяния, и  $A$  — альbedo подстилающей поверхности. В случае сферического слоя большого радиуса  $\sec \xi$  приближенно можно заменить на  $m(\xi)$ . Нетрудно видеть, что при  $\omega = \omega_0 \cong 9 \cdot 10^{-5}$  (угловые размеры Солнца) это отношение достигает 10% при следующих значениях  $m$  в зависимости от  $\tau$  (пределы соответствуют возможным вариациям альbedo земной поверхности).

$\tau$	0,3	0,4	1,0
$m$	39—40	28,5—30	10,6—11,2

Поскольку для земного наблюдателя  $m \leq 40$ , в длинноволновой области спектра  $\lambda \geq 0,5 \mu$ , где в ясную погоду  $\tau \leq 0,25$ , не должно наблюдаться заметных отступлений от закона Бугера. Однако при  $0,4 \mu \leq \lambda \leq 0,5 \mu$  даже в ясную погоду яркость дымки у горизонта должна становиться сравнимой с яркостью заходящего Солнца, а в ультрафиолетовой области, около  $\lambda \cong 0,3 \mu$ , где  $\tau \cong 1$ , яркость дымки начинает заметно превышать яркость Солнца уже при  $\xi \geq 86-87^\circ$ . (В частности, этим обстоятельством объясняется тот факт, что в момент захода или восхода светила наблюдается именно «зеленый луч», а не синий, как это выразительно выступает на фотографиях Венеры, полученных в непосредственной близости горизонта<sup>158</sup>.) Для лучей Солнца, минующих земную поверхность с высотой перигея  $y$ , отступления от закона Бугера будут уже несущественны, если  $y$  больше примерно 1 км для  $\lambda = 0,7 \mu$ , 7,5 км для  $\lambda = 0,5 \mu$ , 13 км для  $\lambda = 0,4 \mu$  и 18 км для  $\lambda = 0,3 \mu$ . Как мы увидим ниже, это полностью обеспечивает возможность пользоваться законом Бугера для расчетов яркости сумеречного неба, когда Солнце находится за горизонтом.

Вместе с тем соотношение (26) позволяет объяснить описанный выше эффект аномальной прозрачности именно нарушением закона Бугера за счет влияния многократного рассеяния<sup>159</sup>. Если учесть поглощение света в озоновом слое, с световой поток, воспринимаемый направленным на Солнце прибором с  $\omega > \omega_0$ , пропорционален

$$\Phi \sim \frac{\omega}{\pi} g(\xi) \frac{l}{(1-A)\tau+l} \left[ g(\xi) \cos \xi e^{-(\tau_0+\tau')m_0} + \right. \\ \left. + \frac{\tau'}{2} e^{-\tau_0 s(\tau_0)} \left( 1 - \frac{m_0}{2} \tau' \right) \right] + e^{-(\tau_0+\tau')m_0-\tau m}, \quad (27)$$

где  $\tau_0$ ,  $\tau$  и  $\tau'$  — оптические толщи слоя озона, подозонного и надозонного слоев воздуха соответственно,  $m_0$  и  $m$  — воздушные массы в направлении на Солнце для озонового слоя и нижележащей атмосферы и  $s(\tau_0) = 1 - \tau_0 e^{-\tau_0} Ei(-\tau_0)$ .

Так как озоновый слой располагается на высоте около 30 км,  $\tau' \cong 10^{-2}\tau$ , причем в окрестности  $\lambda = 0,3 \mu$   $1 \leq \tau \leq 1,4$ ,  $10^{-2} \leq \tau_0 \leq 5$  и, так как преобладает молекулярное рассеяние,  $l = 4/3$ . Первое из слагаемых в квадратных скобках в (27) учитывает многократное рассеяние под озоновым слоем, второе — однократное рассеяние над ним с последующим многократным рассеянием в нижних слоях атмосферы и последнее — прямой свет Солнца.

Нетрудно видеть, что при малых  $\xi$  (т. е. малых  $m$  и  $m_0$ ) преобладает последнее слагаемое. Но при достаточно больших  $\xi$  и не слишком малых

$\tau_0$  основная роль переходит ко второму слагаемому (первое всегда меньше либо третьего, либо второго), т. е. экспоненциальный спад  $\Phi$  сменяется несравненно более медленным убыванием  $\Phi$  с увеличением  $\zeta$  и тем раньше, чем больше  $\tau_0$ , что и ведет к обращению хода кривой зависимости  $CE_{\lambda_2}^{\lambda_1}$  от  $\zeta$ . На рис. 20 стрелками показаны положения минимума  $CE_{\lambda_2}^{\lambda_1}$ , вычисленные по формуле (27) с учетом спектрального хода  $\tau$  и  $\tau_0$ , а крестиками — значения  $CE_{\lambda_2}^{\lambda_1}$ , которые следует ожидать по (27) для  $\zeta = 90^\circ$ . Как видно, совпадение с данными наблюдений вполне удовлетворительное.

К аналогичному результату независимо и иным путем пришел Г. П. Гушин<sup>160</sup>, экспериментально подтвердивший, в частности, вытекающее из (27) смещение минимума зависимости  $CE_{\lambda_2}^{\lambda_1}$  при увеличении  $\omega$ .

Эффект аномальной прозрачности должен наблюдаться и в области спектра, где  $\tau_0$  пренебрежимо мало, но  $\tau$  еще достаточно велико. В этом случае он будет прямым результатом того, что закон Бугера нарушается при тем меньших  $\zeta$ , чем больше  $\tau$  (т. е. чем меньше  $\lambda$ ), причем его нарушение является результатом перехода доминирующей роли от последнего слагаемого в (27) к первому (второе при  $\tau_0 \rightarrow 0$  исчезает) и наступает при значительно больших  $\zeta$ , чем в области озонного поглощения. При этом эффект аномальной прозрачности получает общее объяснение с эффектом обращения, как и следовало ожидать, исходя из их сходства<sup>161</sup>.

В самом деле, если прибор направлен не на Солнце (например, в зенит), то выражение (27) принимает вид<sup>159</sup>

$$\Phi \sim \frac{\omega}{\pi} g(z) \frac{l}{(1-A)\tau+l} \left[ g(\zeta) \cos \zeta e^{-(\tau_0+\tau')m_0} + \right. \\ \left. + \frac{\tau'}{2} e^{-\tau_0 s(\tau_0)} \left( 1 - \frac{m_0}{2} \tau' \right) \right], \quad (28)$$

где  $z$  — зенитное расстояние направления визирования. При малых  $\zeta$  преобладает первое слагаемое в квадратных скобках и  $\Phi$  убывает экспоненциально с ростом  $m_0$ . Однако при больших  $\zeta$  доминирующая роль переходит ко второму слагаемому, лишь слабо зависящему от  $\zeta$ , и тем раньше, чем больше  $\tau_0$ , чем и объясняется эффект обращения. Заметим, что в теории Гётца учитывается только однократное рассеяние, что соответствует замене в (28) множителя

$$\frac{g(z)}{\pi} \frac{l}{(1-A)\tau+l} g(\zeta) \cos \zeta$$

на

$$\frac{f(\varphi)}{4\pi} m(z) \frac{e^{-m(z)\tau} - e^{-m(\zeta)\tau}}{m(\zeta) - m(z)}$$

(ср. ниже формулу (42)) и слагаемого

$$\frac{g(z)}{\pi} \frac{l}{(1-A)\tau+l} \frac{\tau'}{2} e^{-\tau_0 s(\tau_0)} \left( 1 - \frac{m_0}{2} \tau' \right)$$

на

$$\frac{f(\varphi)}{4\pi} m(z) \tau' e^{-m(z)\tau_0},$$

где  $f(\varphi)$  — индикатриса рассеяния. И в том и в другом варианте приведенные соотношения справедливы только для резко очерченного тонкого слоя озона. Так как в действительности высотная протяженность озонного слоя велика, необходимо включение в теорию высотного распределения концентрации озона. В случае учета только однократного рассеяния, что нам представляется незаконным, такое развитие теории было выполнено рядом авторов в связи с проблемой озонеметрии<sup>120</sup>.

Имеются также все основания полагать, что так называемый эффект селективной прозрачности атмосферы, обнаруженный С. Ф. Родионовым и его сотрудниками<sup>162, 163, 20</sup> и привлеченный С. Ф. Родионовым<sup>161</sup> для объяснения эффекта аномальной прозрачности, в действительности является фиктивным результатом неосторожной интерпретации наблюдательных данных, а именно использования закона Бугера без учета его возможных нарушений за счет влияния многократного рассеяния.

## 6. ОСВЕЩЕННОСТЬ АТМОСФЕРЫ В СУМЕРЕЧНЫХ УСЛОВИЯХ

Если атмосфера сферически симметрична, то с оговорками, вытекающими из предыдущего параграфа, влияние экстинкции на ее освещенность описывается множителем вида

$$T = e^{-m_a \tau'(h)}, \quad (29)$$

где  $\tau'(h)$  — оптическая толща атмосферы над уровнем  $h$  и  $m_a$  — некоторая эффективная воздушная масса, зависящая от положения освещаемого объема.

В частности, для луча, пронизывающего атмосферу насквозь,  $m_a = 2m(\pi/2)$ , т. е. согласно (25)  $m_a = 80$  и  $\tau'(h) = \tau'(y)$ .

Расчеты функции  $T(y) = e^{-2m(\pi/2)\tau'(y)}$  для различных  $\lambda$  предпринимались рядом авторов, исходивших из различных предположений

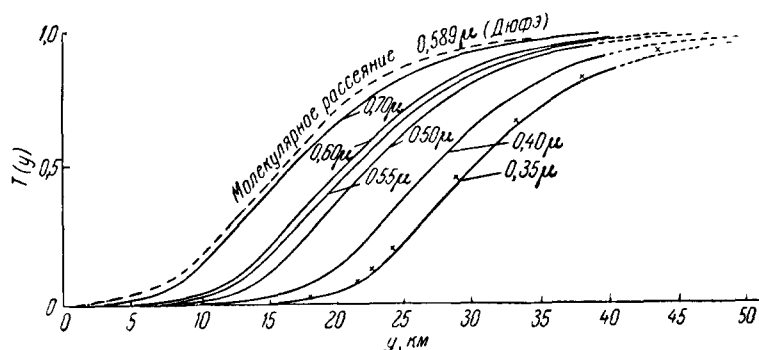


Рис. 30. Зависимости  $T = \exp \left[ -2m \left( \frac{\pi}{2} \right) \tau'(y) \right]$  от  $y$  для различных  $\lambda$  по В. Г. Фесенкову<sup>150</sup>.

о высотной и спектральной зависимостях коэффициентов рассеяния  $\sigma$  и поглощения  $\alpha$  атмосферного воздуха. В частности, большое количество расчетов выполнено для  $\lambda = 589 \text{ мкм}$  в связи с проблемой сумеречной вспышки свечения атмосферного натрия<sup>101, 107, 108, 164</sup> и др. в предположении чисто молекулярного характера рассеяния света атмосферой. Применительно к теории сумеречных явлений подобные расчеты для разных длин волн и различных моделей атмосферы были выполнены в разное время В. Г. Фесенковым<sup>4, 150</sup>, Е. Хэлбертом<sup>45</sup>, Е. А. Поляковой<sup>165</sup>, Н. М. Штауде<sup>84</sup>, Ф. Линком с сотрудниками<sup>145-147, 156</sup>, Ф. Фольцем и Р. Гуди<sup>81</sup> и др., причем, за исключением работ<sup>165, 150, 81</sup>, все авторы пренебрегали вкладом аэрозоля в ослабление света земной атмосферой. Кроме того, в работах<sup>145-147, 150, 156</sup> учтено рефракционное изменение пути светового луча, а в<sup>145-147, 156, 81</sup> и эффект рефракционной дивергенции. На рис. 30 представлены функции  $T(y)$  для различных длин волн, полученные В. Г. Фесенковым<sup>150</sup> в предположении: 1) пропорциональности  $\sigma$  плотности воздуха, 2) стандартного распределения плотностей

воздуха по высотам и 3) стандартной зависимости вертикальной прозрачности атмосферы от длины волны согласно <sup>153</sup>. Аналогичные кривые зависимостей  $T(y)$ , полученные в других предположениях об оптическом строении атмосферы, заметно отличаются от приведенных на рис. 30 в основном по зависимости от длины волны. (Для примера на рис. 30 приведена зависимость  $T(y)$  для  $\lambda = 589 \text{ м}\mu$ , вычисленная Ж. Дюфе в предположении чисто молекулярного рассеяния.)

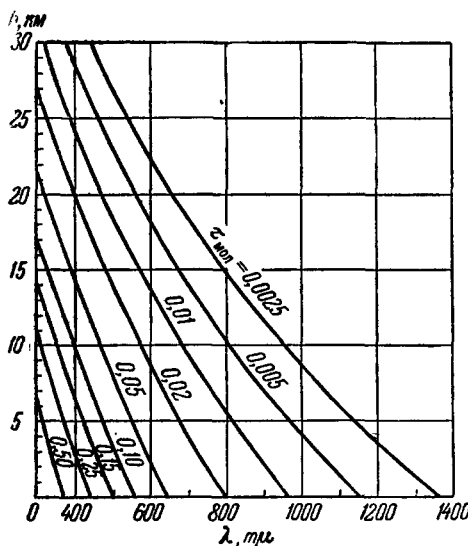


Рис. 31. Вертикальная оптическая толщина чистого воздуха как функция высоты и длины волны.

Существенно, что во всех случаях функция  $T(y)$  оказывается монотонной, весьма напоминающей по форме вольт-амперную характеристику радиолампы, с хорошо выраженной прямолинейной частью и точкой перегиба, располагающейся около  $T = 0,4$ . При этом форма кривых слабо зависит от длины волны — последняя сказывается главным образом на смещении кривой вдоль оси  $y$ , так что перемещению в коротковолновую часть спектра соответствует (при отсутствии селективного поглощения) сдвиг кривой в сторону

возрастающих  $y$ . Нетрудно видеть, что аналогичный результат получится при любом разумном предположении об оптической структуре безоблачной атмосферы, причем даже сильная замутненность нижних слоев

атмосферы мало скажется на общем ходе кривых, ибо она поведет к искажению их хода (а именно к уменьшению и без того очень малых значений  $T$ ) только в области малых  $y$ , где атмосфера практически непрозрачна.

Поскольку  $m_0$  практически не зависит ни от  $y$ , ни от  $\lambda$ , положение  $y_n$  точки перегиба кривой  $T(y)$  согласно (29) определяется условием

$$m_0 k(y_n) = -K(y_n), \quad (30)$$

где

$$K = -\frac{d \ln k}{dh}. \quad (31)$$

В частности, если в окрестности  $y_n$   $K$  не зависит от  $h$ , то

$$\tau'(y_n) = \frac{1}{m_0} \quad \text{и} \quad T(y_n) = e^{-1}.$$

На рис. 31 приведены изолинии  $\tau'$  в зависимости от высоты и длины волны для чисто молекулярной атмосферы <sup>166</sup>. Пользуясь рис. 31 или аналогичным ему для реальной атмосферы, нетрудно найти  $y_n$ , соответствующее любому значению  $m_0$ . При этом, если  $K$  не зависит от высоты и если пренебречь рефракцией, то

$$y_n(m_0) = y_n(m_0 = 80) - \frac{1}{K} \ln \frac{80}{m_0}, \quad (32)$$

т. е. уменьшение  $m_0$  ведет к смещению кривых  $T(y)$  на рис. 30 в сторону меньших  $y$ , существование же непрозрачной земной поверхности сказывается при малых  $m_0$  только в срезании той части кривых  $T(y)$ , которая соответствует  $y < 0$ .

Разлагая функцию  $T(y)$  в ряд около точки перегиба и ограничиваясь первыми двумя членами разложения (третий равен нулю, а четвертый не

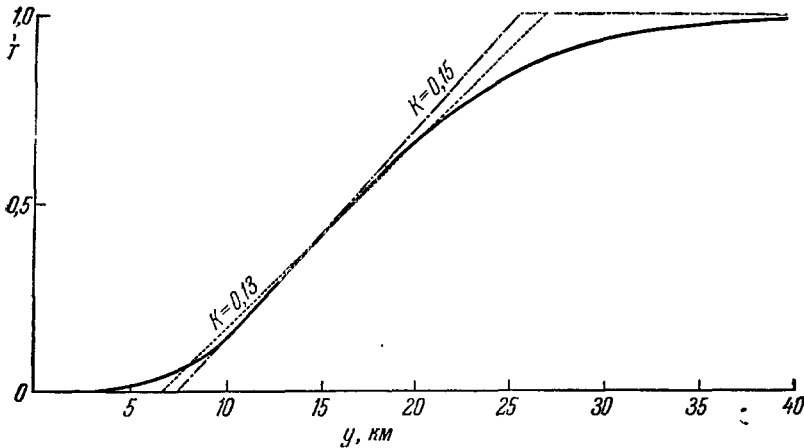


Рис. 32. Аппроксимация зависимости  $T(y)$ .

вносит существенного улучшения), получаем, что в отсутствие селективно поглощающих или облачных слоев функцию  $T(y)$  можно с удовлетворительной точностью аппроксимировать выражением<sup>50, 137</sup>

$$T(y) = \begin{cases} 0 & \text{при } y \leq y_n - \frac{1}{K}, \\ e^{-1} [1 + K(y - y_n)] & \text{при } y_n - \frac{1}{K} \leq y \leq y_n + \frac{e-1}{K}, \\ 1 & \text{при } y \geq y_n + \frac{e-1}{K}. \end{cases} \quad (33)$$

Пример такой аппроксимации для  $\lambda = 0,7 \mu$  из числа случаев, приведенных на рис. 30, показан на рис. 32.

Из (30) — (33) видно, что вид функции  $T(y)$  остается сравнительно нечувствительным к атмосферным условиям и изменениям длины волны, поскольку они не влияют на  $K$ . Положение же точки перегиба сильно от них зависит, так как определяется в первую очередь величиной  $k$ . На рис. 33 показаны спектральные зависимости  $y_n(\lambda)$  для  $k \sim \lambda^{-4}$  (молекулярное рассеяние),  $k \sim \lambda^{-1}$  и  $k \sim \lambda^{-1,6}$ , а также для случаев, рассчитанных В. Г. Фесенковым<sup>150</sup> и Ж. Дюфе<sup>164</sup>. В частности, для модели атмосферы, рассмотренной В. Г. Фесенковым<sup>150</sup>, приблизительно  $y_n = 12,5(1 - 2 \lg \lambda)$  км, где  $\lambda$  выражено в микронах.

Для дальнейшего необходимо исследовать также поведение функции  $T(h)e^{-m(z)\tau(h)}$ , где второй множитель учитывает ослабление света на пути от освещенного Солнцем объема до находящегося на земле наблюдателя. Учитывая, что  $\tau(h) = \tau^* - \tau'(h)$ , где  $\tau^*$  — полная вертикальная оптическая толщина атмосферы, получаем

$$T(h)e^{-m(z)\tau(h)} = e^{-m(z)\tau^*} T_c(h), \quad (34)$$

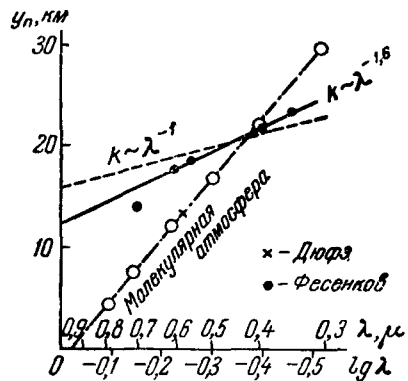


Рис. 33. Зависимость высоты точки перегиба  $y_n$  кривой  $T(y)$  от  $\lg \lambda$  при различных оптических состояниях атмосферы.

где

$$T_c(h) = T(h) e^{m(z)} \tau'(h) \quad (35)$$

Записывая  $T_c(h)$  вновь в виде (29), находим, что если освещенный объем располагается на солнечном луче до его перигея, то  $m_a = m(\zeta' < \pi/2) - m(z)$ ,

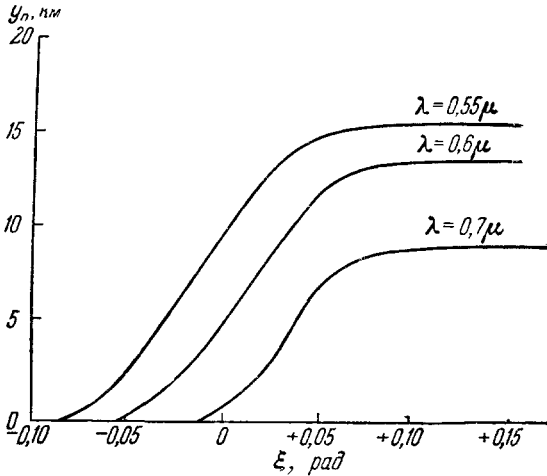


Рис. 34. Зависимости  $y_n(\xi)$  для разных  $\lambda$  при молекулярной атмосфере.

$\xi$ . Согласно (9) — (11) без учета рефракции  $h_n = H + \gamma y_n$ , причем если освещенный объем располагается до перигея солнечного луча,  $H = 0$ . В указанных ограничениях учет рефракции приводит к соотношениям

$$\tau'(h_n) \cong \frac{1}{m(\xi) - m(z)} \left[ 1 + \left( \frac{1}{1 - \frac{m(z)}{m(\xi)}} + \frac{K}{p} \right)^{-2} \right], \quad (36)$$

если освещенный объем располагается до истинного перигея, и

$$\tau'(y_n) \cong \frac{m(\xi) \left( 2 \frac{p^2}{K} - 2 \frac{p}{K} + 1 \right) e^{-2KH} + 80}{\left[ m(\xi) \left( 1 - \frac{p}{K} \right) e^{-KH} - 80 \right]^2}, \quad (37)$$

если он располагается за истинным перигеем, где

$$p \cong m_\zeta \left[ \frac{1}{R} \frac{\cos \varphi}{\cos \psi} - 0,002 e^{-0,16 y_n} \right]. \quad (38)$$

Если теперь воспользоваться рис. 31, то для чисто молекулярной атмосферы получаем зависимости  $y_n$  от  $\xi = \zeta - \pi/2$ , показанные на рис. 34. Соответствующие зависимости  $h_n$  от  $\xi$  приведены на рис. 35. Следует обратить внимание на то, что перигей солнечного луча, освещающего точку перегиба функции  $T_c(h)$ , отрывается от земной поверхности еще до захода Солнца и тем раньше, чем меньше длина волны, и что при  $\xi \cong 0,07$  (т. е.  $\zeta \cong 94^\circ$ )  $y_n$  достигает максимального значения и уже не меняется с ростом  $\xi$ . Следствием этого является характерный перегиб кривых в области  $h_n \cong 20$  км и  $\zeta \cong 94^\circ$ , выступающий на рис. 35.

Не менее важно то обстоятельство, что максимальное значение  $y_n$  быстро растет с уменьшением  $\lambda$ : оно оказывает решающее влияние на цвет сумеречного неба.

а если он располагается за истинным перигеем луча, то по рекомендации Н. М. Штауде<sup>167, 168</sup> можно  $m_a$  записать в виде  $m_a = 2m\left(\frac{\pi}{2}\right) - m \times (\pi - \zeta) - m(z)$ . При этом, однако, уже нельзя пренебрегать влиянием рефракции и пользоваться (32), что значительно осложняет расчеты. Однако в случае  $m(z) \ll m(\zeta)$  и  $\gamma$ , мало отличающихся от 1, что справедливо для обширной околосенитной области неба, получаются сравнительно простые приближенные соотношения, позволяющие определить зависимость высоты  $h_n$  расположения точки перегиба функции  $T_c(h)$  от



Освещенность атмосферы в точке с координатами  $(z, A, h)$  согласно (21) и (29) равна

$$[E(z, A, h, \xi, \lambda) = M(z, A, h, \xi) \times T(z, A, h, \xi, \lambda) I_0 \omega_0, \quad (39)$$

где  $I_0$  — яркость Солнца и  $\omega_0$  — его угловые размеры. Соответствующие расчеты выполнялись разными авторами в различных предположениях о строении атмосферы. На рис. 36 показаны заимствованные из<sup>81</sup> зависимости  $E(h)$  при различных  $\xi = \zeta - 90^\circ$  для трех длин волн при  $z = 70^\circ$  для чисто молекулярной атмосферы. Отчетливо видно, что при  $\xi > 2-3^\circ$  рефракционные эффекты существенны только в длинноволновой области спектра, где  $y_n$  мало и  $h_n$  располагается в окрестности геометрической тени Земли (заштрихованные площади соответствуют областям атмосферы, расположенным ниже геометрической тени и освещенным в результате рефракционных эффектов).

Легко видеть также, что резкие зависимости  $T(y)$ , с одной стороны, и  $y_n(\lambda)$ , с другой, влекут за собой существенные изменения  $E$  в функции  $\lambda$  при данном  $h$ , т. е. спектрального состава света, освещающего атмосферу. На рис. 37 для примера приведены зависимости  $E(\lambda)$  за пределами атмосферы при различных  $y$  для чисто молекулярной атмосферы, без учета влияния озона<sup>45</sup>. Следует

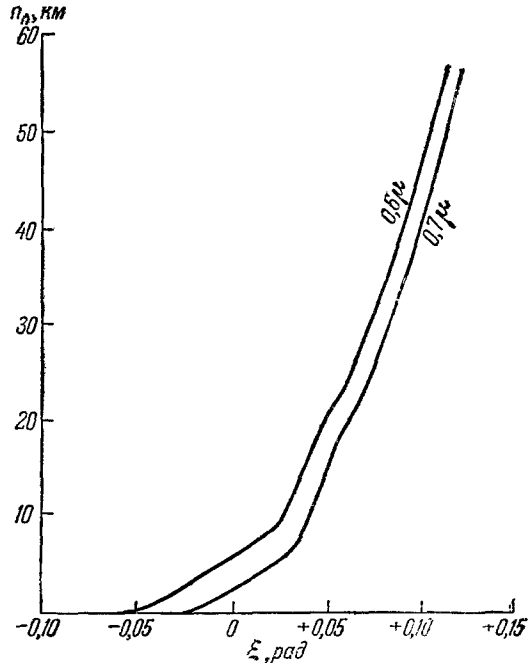


Рис. 35. Зависимости  $h_n(\xi)$  для разных  $\lambda$  при молекулярной атмосфере.

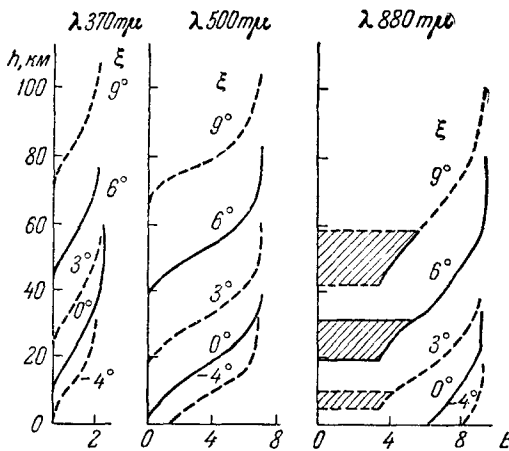


Рис. 36. Зависимости  $T(h)$  при  $z = 70^\circ$  и различных  $\xi$  для чистой атмосферы при разных  $\lambda$ .

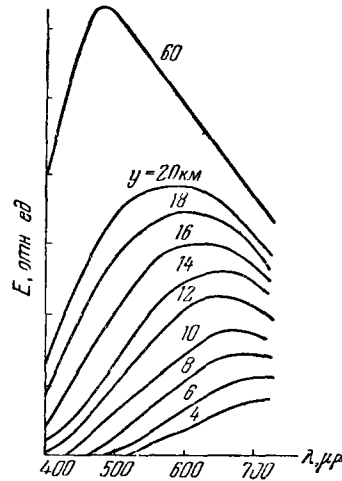


Рис. 37. Изменение спектра прямых лучей Солнца в зависимости от  $y$ .

обратить внимание на быстро прогрессирующее покраснение света Солнца при уменьшении  $y$ .

В заключение заметим, что в области селективного поглощения веществ, располагающихся в атмосфере в виде более или менее выраженных слоев, ход функции  $T_c(y)$  существенно нарушается. Однако

и в этом случае, если освещенный объем находится над поглощающим слоем, функцию  $T_c(y)$  можно, правда с гораздо большей погрешностью, аппроксимировать выражениями вида (33), но с другими коэффициентами. В качестве примера на рис. 38 приведены заимствованные из <sup>107</sup> зависимости  $T_c(y)$ , относящиеся к  $\lambda = 0,589 \mu$  и рассчитанные в предположении, что рассеяние света носит чисто молекулярный характер и имеет место гауссово распределение концентрации озона по высотам, причем максимум располагается на высоте  $h_0$ , его полуширина равна  $t_0$  и полное содержание озона равно  $c_0$ .

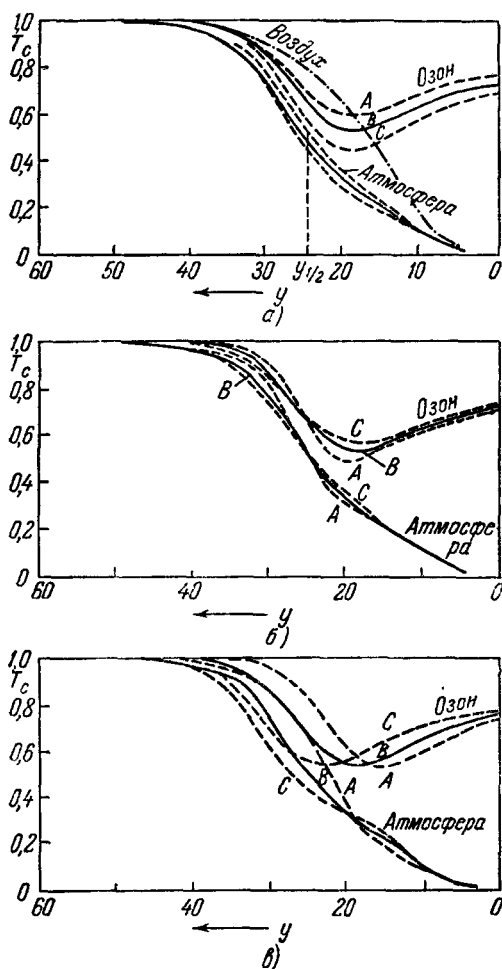


Рис. 38. Зависимости прозрачности озона и чистого воздуха с озоном для луча, пронизывающего всю толщу атмосферы, от высоты его перигея  $y$ .

а) Влияние полного содержания озона: А —  $c_0 = 2$  мм, В —  $c_0 = 2,5$  мм, С —  $c_0 = 3$  мм; б) влияние полуширины озонового слоя: А —  $t_0 = 12,4$  км, В —  $t_0 = 15,6$  км, С —  $t_0 = 18,8$  км; в) влияние высоты озонового слоя: А —  $h_0 = 19$  км, В —  $h_0 = 23$  км, С —  $h_0 = 27$  км.

уде <sup>39, 54, 55, 84, 167, 168, 170</sup>, Ф. Линка <sup>50, 86, 137</sup>. При этом мы ограничимся только соотношениями, определяющими яркость неба, — их обобщения, необходимые для учета поляризационных эффектов, могут быть достигнуты без труда путем формального перехода к матричному виду и замены интенсивностей параметрами Стокса <sup>50, 86, 137</sup>.

Интенсивность света, рассеянного находящимся в точке с координатами  $(z, A, h)$  элементом объема  $dV$  в направлении наблюдателя,

#### 7. ЯРКОСТЬ СУМЕРЕЧНОГО НЕБА. СУМЕРЕЧНЫЙ СЛОЙ

На основе геометрической картины освещения атмосферы солнечными лучами можно рассчитать яркость сумеречного неба, учитывая пока только однократное рассеяние прямого солнечного света и пренебрегая эффектами самоосвещения атмосферы. Такая задача впервые была сформулирована и в грубо схематическом приближении решена П. Грунером <sup>139</sup>. Мы не станем следовать ходу его идей, а изложим задачу в общем виде, как она рисуется после работ В. Г. Фесенкова <sup>4, 31, 37, 149, 169</sup>, Н. М. Шта-

<sup>51, 52, 141, 171-174</sup> и Г. В. Ро-

равна

$$dI = D(h, \varphi) E \frac{dV}{l^2 d\omega}, \quad (40)$$

где

$$D(h, \varphi) = \frac{1}{4\pi} \sigma(h) f(h, \varphi),$$

$f$  — функция рассеяния,  $l$  — расстояние наблюдателя от рассеивающего элемента объема и  $d\omega = \frac{dV}{l^2 dl}$  — телесный угол, под которым наблюдатель видит объем  $dV$ . На пути к наблюдателю этот свет испытывает дополнительное ослабление, учитываемое множителем  $e^{-m(z) \tau(h)}$ . Выполняя интегрирование вдоль всей линии визирования и учитывая (34), (39), а также соотношение  $dl = m(z') dh$ , получаем, что яркость неба в направлении  $(z, A)$  равна

$$I(z, A, \zeta, \lambda) = \\ = I_0(\lambda) \omega_0 e^{-m(z) \tau^*(\lambda)} \int_0^\infty D(h, \varphi) M[(h, \zeta, z, A) T_c(h, \zeta, A, \lambda, z) m(z) dh. \quad (41)$$

В частности, в отсутствие поглощения ( $k = \sigma$ ) и при  $\zeta < 90^\circ$  (т. е.  $M = 1$ ), если предположить независимость  $f(\varphi)$  от  $h$  и ограничиться не слишком большими  $z$  и  $\zeta$ , что позволяет пренебречь рефракцией и принять  $m(z') = m(z)$  и  $m(\zeta') = m(\zeta)$ , получаем

$$I = I_0 \omega_0 \frac{f(\varphi)}{4\pi} m(z) \frac{e^{-m(z) \tau^*} - e^{-m(\zeta) \tau^*}}{m(\zeta) - m(z)}, \quad (42)$$

т. е. приходим к известной формуле, описывающей яркостную карту дневного неба без учета эффектов многократного рассеяния (см., например, 148, 168).

В сумеречных условиях для придания формуле (41) обозримого вида необходимо уже воспользоваться анализом геометрической картины и свойств функции  $T_c$ , выполненным в предыдущих разделах.

Прежде всего мы примем во внимание, что, как показывает анализ, характер зависимости произведения  $MT_c$  от  $y$  практически не отличается от характера зависимости  $T_c(y)$  — присутствие множителя  $M$  сказывается только на некотором изменении величины  $y_n$  в сторону ее увеличения (на 1—2 км). Далее, мы видели, что функцию  $T$  (а следовательно, и  $MT_c$ ) можно с достаточной степенью точности записать в виде  $T(y, \zeta, z, A, \lambda) = T[y - y_n(\zeta, z, A, \lambda)]$ , и если воспользоваться аппроксимацией вида (33), то

$$MT_c = \begin{cases} 0 & \text{при } y \leq a(\zeta, z, A, \lambda), \\ \frac{y-a}{b} & \text{при } a \leq y \leq a+b, \\ 1 & \text{при } y \geq a+b, \end{cases} \quad (43)$$

где в общем случае  $b = \text{const}$ ,  $y_n = a + cb$  ( $c = \text{const}$ ), а в отсутствие селективного поглощения

$$b \cong \frac{e}{K}, \quad y_n \cong a + \frac{1}{K} \cong a + \frac{b}{e}.$$

Если, наконец, учесть взаимно однозначную зависимость между  $h$  и  $y$  при данных  $\xi, z, A$ , то (41) можно переписать в виде

$$I(z, A, \xi, \lambda) = I(\lambda) \omega_0 P^m(\lambda) m \int_0^\infty D[h, \varphi(z, A, \xi), \lambda] T_c[y(h), \xi, z, A, \lambda] dh = \\ = I(\lambda) \omega_0 P^m(\lambda) m \int_0^\infty D[h(y), \varphi(z, A, \xi), \lambda] T_c[y - y_n(\xi, z, A, \lambda)] \frac{dh}{dy} dy, \quad (44)$$

где  $P(\lambda) = e^{-\tau^*(\lambda)}$  — вертикальная прозрачность атмосферы, через  $m$  обозначено  $m(z)$  и принято, что  $z$  не слишком велико, так что можно пренебречь зависимостью  $m$  от  $h$ .

В приближении (43) выражение (44) приобретает вид

$$I(z, A, \xi, \lambda) = \\ = I_0(\lambda) \omega_0 P^m(\lambda) m \left\{ \int_a^{a+b} D[h(y), \varphi(\xi, z, A), \lambda] \frac{dh}{dy} (y-a) dy + \tau'_p[h(a+b)] \right\}, \quad (45)$$

где

$$\tau'_p(h) = \int_h^\infty D(h) dh. \quad (46)$$

Положим сначала, что геометрическая граница тени  $H$  поднята достаточно высоко, так что влияние рефракции, а следовательно, и величина  $y_n$

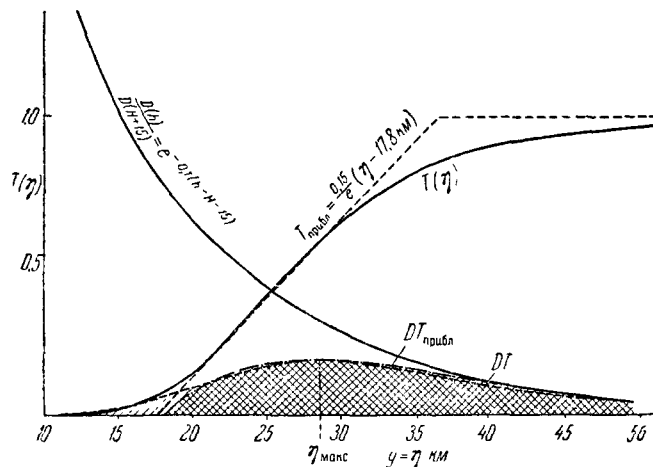


Рис. 39. Зависимости  $DT$  от  $\eta$  для  $\gamma=1$ ,  $K(y)=0,15$  и  $K(H+\eta)=0,10$  при  $\lambda=0,4 \mu$ .

не зависят от  $\xi, z$  и  $A$ . Тогда, используя (12), вместо (44) получаем

$$I(z, A, \xi, \lambda) = I_0(\lambda) \omega_0 P^m(\lambda) m \int_0^\infty D(H+\eta, \varphi, \lambda) T_c\left(\frac{\eta}{\gamma}, \lambda\right) d\eta. \quad (47)$$

Существенно, что под знаком интеграла стоит произведение двух сомножителей, из которых один ( $D$ ) зависит только от строения высоких слоев атмосферы на уровне  $H+\eta$  и быстро убывает с высотой, а второй ( $T_c$ ) — от строе-

ния только нижних слоев атмосферы на уровне  $y_n$  и быстро растет в интервале  $a \leq y \leq a + b$ . Так как оба сомножителя существенно положительны, их произведение должно иметь максимум при некотором  $\eta = \eta_m$ , причем степень выраженности максимума зависит от логарифмического градиента  $D$  на высоте  $H + \eta$ , т. е. от  $K(H + \eta)$ , и от  $dT_c/du$  на уровне  $y_n$ , т. е. от  $K(y_n)$ . На рис. 39 изображен случай, когда  $\gamma = 1$ ,  $K(H + \eta) = 0,1$ ,  $K(y_n) = 0,15$  и  $T(y)$  соответствует данным В. Г. Фесенкова для  $\lambda = 0,4 \mu$  (см. рис. 30). Штриховкой выделена область, соответствующая произведению  $DT_c$ , площадь которой пропорциональна яркости сумеречного неба при данном  $H$  и  $\gamma = 1$ .

На том же рисунке изображена прямолинейная аппроксимация  $T_c(y)$  и соответствующая ей площадь  $DT_{\text{прибл}}$ : как видно, последняя лишь незначительно отличается от площади  $DT_c$ .

На рис. 40 и 41 показаны соответствующие зависимости  $DT_c$  от  $h$  при различных  $\xi$  и  $\lambda$  при  $z = 70^\circ$  для чисто молекулярной атмосферы<sup>81, 82</sup>. Заметим, что в длинноволновой области спектра вследствие малости  $y_n$  кривые ограничены снизу геометри-

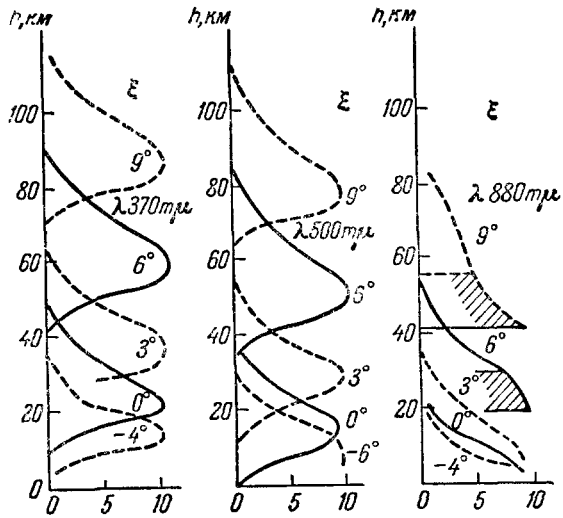


Рис. 40. Высотные профили сумеречного слоя при  $z = 70^\circ$  и различных  $\xi$  для разных участков спектра.

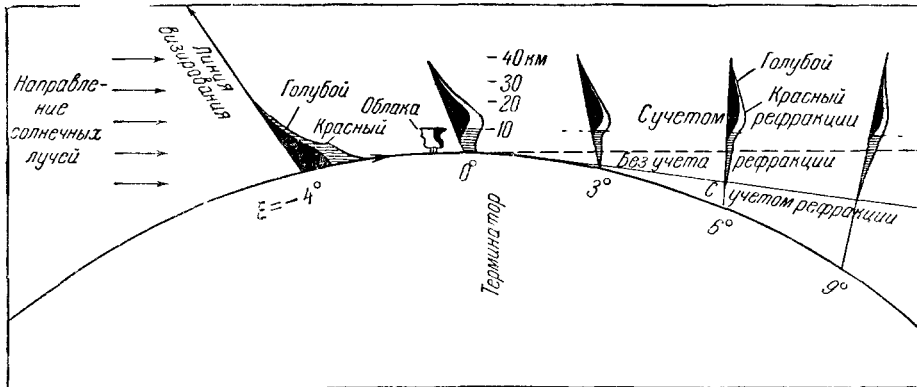


Рис. 41. Высотные профили сумеречного слоя при  $z = 70^\circ$  для двух участков спектра при различных  $\xi$ .

ческой тенью Земли, существенно смещенной вниз рефракцией (заштрихованная область).

Из рис. 39—41 следует, что львиная доля света, получаемого земным наблюдателем, обусловлена рассеянием света в сравнительно тонком, так называемом «сумеречном слое»; его полуширина близка к 20 км. Нижележащие слои воздуха находятся в тени и почти не рассеивают света, а выше-

лежащие почти его не рассеивают из-за относительно малой плотности воздуха. Это обстоятельство впервые было подмечено В. Г. Фесенковым<sup>31</sup> и положено им<sup>37, 169</sup> и Н. М. Штауде<sup>39, 54, 55, 84, 168, 170</sup> в основу приближенной теории сумеречных явлений (см. также<sup>45, 50, 81</sup>). По мере погружения Солнца под горизонт, т. е. увеличения  $H$ , сумеречный слой поднимается все выше и выше (см. рис. 40 и 41), сравнительно мало меняя свои очертания и как бы сканируя высокие слои атмосферы. Это обстоятельство и было положено В. Г. Фесенковым<sup>31, 37, 169</sup> и Н. М. Штауде<sup>84, 168</sup> и др. в основу развитого ими метода сумеречного зондирования атмосферы (см. ниже).

Положение максимума яркости сумеречного слоя легко получить, если прибегнуть к аппроксимации (43) и положить, что в области сумеречного слоя  $K = K(H) = \text{const}$ . Тогда первый интеграл в фигурных скобках в (45) преобразуется к виду

$$\frac{D[h(a)]}{\gamma^b} \int_0^{\gamma b} e^{-Kx} dx, \quad (48)$$

откуда для максимума подынтегрального выражения имеем

$$\eta_m = \gamma y_n + \begin{cases} \frac{1}{K(H)} - \frac{1}{K(y)} & \text{при } K(H) \geq e^{-1} K(y), \\ \frac{e^{-1}}{K(y)} & \text{при } K(H) \leq e^{-1} K(y). \end{cases} \quad (49)$$

Так как  $y_n$  быстро растет с уменьшением  $\lambda$ , высота максимума яркости  $h_m = H + \eta_m$  возрастает при перемещении в коротковолновую область спектра (ср. рис. 40). Но, кроме того,  $\eta_m$  быстро растет с убыванием  $K$ , т. е. положение максимума существенно зависит от структуры атмосферы. С убыванием  $K$  быстро растет и полуширина максимума, вследствие чего при малых  $K$ , наблюдаемых в высоких слоях атмосферы, само понятие сумеречного слоя становится менее определенным.

Возвращаясь к рис. 40, легко видеть, что сумеречный слой опускается на поверхность Земли значительно позже восхода Солнца и тем позднее, чем меньше длина волны, т. е. больше оптическая плотность атмосферы. На это обстоятельство впервые обратила внимание Н. М. Штауде<sup>168</sup>, указавшая, что за начало сумерек следует принимать именно тот момент, когда максимум яркости сумеречного слоя отрывается от поверхности земли.

## 8. ЭФФЕКТИВНАЯ ГРАНИЦА ЗЕМНОЙ ТЕНИ И ЕЕ ЗАВИСИМОСТЬ ОТ СТРУКТУРЫ АТМОСФЕРЫ. ФАЗЫ СУМЕРЕК

Представление об эффективной границе земной тени было введено Г. В. Розенбергом<sup>50, 86, 137</sup> и в косвенной форме Н. М. Штауде<sup>84</sup>. Вследствие монотонности функции  $T_c(y)$  и существенной положительности  $D$  и  $T$  можно интеграл, входящий в (44), переписать в виде

$$\int_0^{\infty} D[h, \varphi, \lambda] T[y(h), \xi, z, A, \lambda] dh = \int_{\bar{H}(\xi, z, A, \lambda)}^{\infty} D(h, \varphi, \lambda) dh = \tau'_p(\bar{H}), \quad (50)$$

где  $\bar{H}$  — некоторая неизвестная пока высота, играющая роль эффективной высоты земной тени (см. рис. 42). Это придает формуле (44) крайнюю простоту:

$$I(z, A, \xi, \lambda) = I_0(\lambda) \omega_0 P^m(\lambda) m \tau'_p(\bar{H}), \quad (51)$$

причем вся сложность задачи переносится на определение высоты  $\bar{H}$  в зависимости от  $\zeta$ ,  $z$ ,  $A$ ,  $\lambda$  и от состояния атмосферы. Конечные размеры солнечного диска, имеющего угловой радиус  $\nu$ , если пренебречь рефракционным искажением его формы, при этом учитываются, как легко показать, простой заменой  $\zeta$  на  $\zeta + \frac{8\nu}{3\pi}$  в аргументе функции  $\bar{H}(\zeta)$ .

Очевидно, величина  $\bar{H} = H + \bar{\eta}$  зависит при данных  $\zeta$ ,  $z$ ,  $A$ ,  $\lambda$  от структуры атмосферы как в области пересечения сумеречного слоя направлением визирования, так и в области терминатора.

Если в окрестности  $h_n$  (точнее, в интервале высот от  $H + \gamma a$  до  $H + \gamma(a + b)$ ) и в окрестности перигея  $y_n$  реальные зависимости  $D(h)$  могут быть аппроксимированы экспонентами с логарифмическими градиентами соответственно,  $K(h_n)$  и  $K(y_n)$ , то при не слишком больших  $z$  имеет место приближенное соотношение

$$\bar{H} = h_n + \frac{1}{24} [K(y_n) - K(h_n)] b^2 \left( \frac{dh}{dy} \right)_{h_n}^2. \quad (52)$$

Нетрудно видеть, что высота  $\bar{H}$  располагается в окрестности  $h_n$ , а также что разность высот  $\bar{H} - h_n$  сравнительно мало чувствительна к вариациям  $K(h_n)$  и не превышает в отсутствие облачных слоев 2—5 км. Наиболее суще-

ственное влияние на  $\bar{H}$  оказывают изменения  $\lambda$ , причем  $\frac{d\bar{H}}{d\lambda} \cong \frac{d\eta_n}{d\lambda}$ , что приводит, скажем, для случая, рассмотренного В. Г. Фесенковым (см. рис. 30), к  $\frac{d\bar{H}}{d\lambda} \cong -\gamma \frac{25 \text{ км}}{\lambda \text{ мк}}$ .

Существенные отступления следует ожидать только тогда, когда высота  $a$  становится отрицательной, т. е. когда  $T(y = 0) \neq 0$ , или когда  $T(y) = 0$  при  $y < a + \Delta$ , а при  $y > a + \Delta$   $T(y)$  по-прежнему описывается формулой (43), что может иметь место в случае высокой облачности в окрестности терминатора. Приближенное рассмотрение в обоих случаях приводит к выражению

$$\bar{H}' = h_n + \frac{\gamma \Delta^2}{2b} + \frac{1}{24} \left[ K(y_n) b^2 - \left( 1 + \frac{2\Delta}{b} \right) K(h_n) (b - \Delta)^2 \right] \left( \frac{dh}{dy} \right)_{y_n}^2. \quad (53)$$

Другой причиной существенных отступлений может быть существование облачного слоя в окрестности  $h_n$ . Если слой с оптической толщиной  $\tau_c$  характеризуется высотным распределением рассеивающей способности вида  $\sigma_c - \tau_c \delta(h - h_c)$ , где  $\delta(h - h_c)$  — дельта-функция и  $h_c = H + \eta_c$  — высота слоя, то приближенно

$$\bar{H} = h_n + [K(y_n) - K(h_n)] \frac{\gamma^2 b^2}{24} - \frac{\tau_c}{K(h_n) b} \left[ \frac{\eta_c}{\gamma} - \begin{cases} (a + b) & \text{при } h_c > \bar{h} \\ a & \text{при } h_c < \bar{h} \end{cases} \right]. \quad (54)$$

Иными словами, величина  $\bar{\eta}$  практически не чувствительна к присутствию слоя, пока  $\eta_c \geq \gamma(a + b)$ , затем, по мере увеличения  $\zeta$ ,  $\bar{\eta}$  начинает расти,

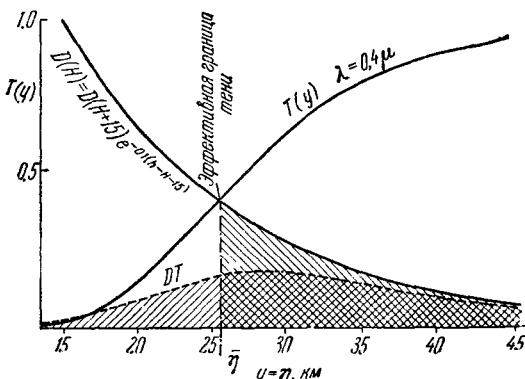


Рис. 42. К представлению об эффективной границе земной тени.

пока при некотором значении  $\zeta$  не будет достигнуто равенство  $\bar{\eta} = \eta_c$ , сохраняющееся на протяжении некоторого интервала изменения  $\zeta$  (т. е. уменьшения  $\eta_c$ ), после чего  $\eta$  становится больше  $\eta_c$  и вновь растет, возвращаясь при  $\eta_c = \gamma a$  в свое исходное положение.

Наконец, из (42) следует, что в дневных условиях

$$\tau'_p(\bar{H}) = \frac{1 - e^{-\Delta m \tau^*}}{\Delta m},$$

где  $\Delta m = m(\zeta) - m(z)$ , откуда приближенно

$$\bar{H} \cong \frac{\Delta m \tau^*}{2K} \left( 1 - \frac{\Delta m \tau^*}{12} \right). \quad (55)$$

Очевидно, что пока  $\Delta m < 0$ , то  $\bar{H} = 0$ , но при  $\Delta m > 0$   $\bar{H}$  растет примерно пропорционально  $\Delta m$ , и тем быстрее, чем больше  $\tau^*$  и меньше  $K$ .

На рис. 43 показано поведение  $\bar{H}$  и  $\bar{\eta}$  в течение дня и светлой стадии сумерек для чисто молекулярной атмосферы (расчеты выполнялись соответственно по формулам (55) и (53), причем для сумерек  $h_n$  вычислялось по (36) или (37) в зависимости от  $\zeta$ ). По мере продвижения Солнца к горизонту, начиная с некоторого  $\zeta$  (зависимого от  $z$ ),  $\bar{H}$  начинает медленно расти, и тем медленнее, чем меньше  $\tau^*$ . Далее рост  $\bar{H}$  ускоряется, и в тем большей степени, чем больше  $\tau^*$ , причем, когда Солнце склоняется к горизонту, над земной поверхностью начинает подниматься точка перегиба  $y_n$  кривой прозрачности  $T_c(y)$  (ср. рис. 34). Во всем этом интервале изменений  $\zeta$  сохраняется равенство  $\bar{H} = \bar{\eta}$ , так как  $H = 0$ . Далее, когда направление визирования оказывается за истинным перигеем луча, проходящего на высоте  $\bar{H}$ , увеличение  $\bar{H}$  усиливается за счет сперва медленного, но постепенно убыстряющегося поднятия геометрической тени Земли, так как с этого момента  $\bar{H} = H + \bar{\eta}$ . Однако вблизи  $\zeta \cong 94^\circ$  (ср. рис. 35) увеличение  $\bar{H}$  кратковременно тормозится вследствие того, что  $y_n$ ,

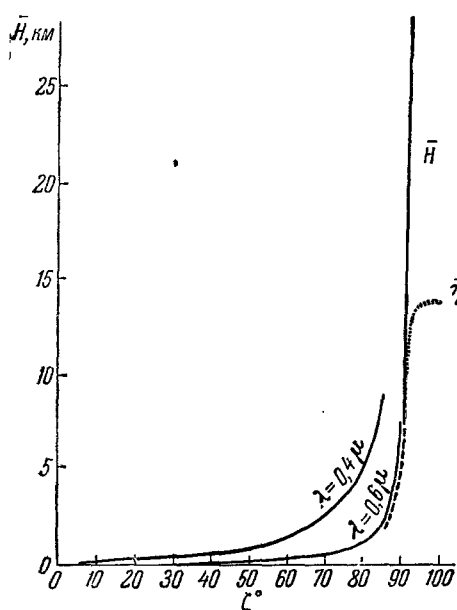


Рис. 43. Зависимость высоты  $\bar{H}$  эффективной границы земной тени в зените от  $\zeta$ .

а следовательно, и  $\bar{\eta}$  достигают своего наибольшего значения, и дальнейшее увеличение  $\bar{H}$  происходит только за счет зависимости  $H$  от  $\zeta$ .

Поскольку согласно (49) яркость неба пропорциональна  $\tau'_p(\bar{H})$ , ее изменчивость с изменением  $\zeta$ ,  $z$ ,  $A$  и  $\lambda$  будет непосредственно отражать зависимость  $\bar{H}$  от этих величин. А так как границы действия того или иного эффекта, определяющего зависимость  $\bar{H}$  от  $\zeta$ , а также размеры его влияния на эту зависимость существенно различны, как мы видели, для различных областей спектра и направлений визирования, это означает, что ход сумеречных явлений в один и тот же момент времени также



будет различен для различных  $\lambda$ ,  $z$ ,  $A$ . Следовательно, поскольку речь идет о картине сумеречного неба, уже нельзя провести единого для всего неба разделения сумерек на фазы в зависимости от времени или однозначно с ним связанной величины  $\zeta$ , как это сделано в § 2.

Границы между фазами сумерек должны быть определены отдельно для каждого направления визирования и каждой длины волны и в качестве единого параметра для их определения представляется разумным выбрать именно высоту эффективной тени Земли  $\bar{H}$ .

Как мы видели, в течение дня  $\bar{H}$  лишь очень мало меняется при перемещении Солнца по небосводу. Переход к сумеркам, т. е. к быстрому убыванию яркости неба, связан с быстрым увеличением  $\bar{H}$  при приближении Солнца к горизонту. Из рис. 43 видно (см. также рис. 1 и 3), что переход ото дня к сумеркам очень размыт и не поддается четкому определению. Поэтому критерий наступления сумерек может быть выбран только условно. В качестве такого критерия можно предложить момент, когда  $y_n = 0$ , т. е. точка перегиба располагается на уровне моря (см. рис. 34), что практически почти не отличается от предложенного Н. М. Штауде критерия, т. е. момента, когда максимум яркости сумеречного слоя отрывается от уровня моря (см. рис. 40).

Далее, при некотором  $\zeta$ , различном для различных участков неба, но примерно одинаковом для всех длин волн вне полос селективного поглощения (для зенита вблизи  $\zeta = 94^\circ$ ), величина  $y_n$  стабилизируется; дальнейшее же увеличение  $\bar{H}$  перестает зависеть от рефракционных эффектов и определяется только процессом поднятия геометрической тени Земли, т. е. становится справедливым соотношение  $\bar{H} \cong H + \gamma y_n$ . С этого момента сумерки в данном участке неба можно считать полностью установившимися.

Таким образом, мы приходим к достаточно четкому разделению двух фаз сумерек:

1. Полусумерки, соответствующие периоду между днем и их установлением для данного участка неба, т. е. интервалу времени, в течение которого  $0 \leq y_n(\lambda) < y_{n \max}$ .

2. Полные сумерки, начинающиеся в данном участке неба с момента их установления, т. е. с момента, когда  $y_n = y_{n \max}$ .

Однако если обратиться к наблюдательным данным, обнаруживается, что при некотором  $\zeta$ , различном для различных участков неба (в зените при  $\zeta \cong 100^\circ$ ) и разных областей спектра, характер многих сумеречных явлений радикально меняется. Это дает нам право выделить третью, последнюю фазу сумерек.

3. Глубокие сумерки, когда, как мы увидим ниже, определяющее значение приобретают кратное рассеяние света в земной атмосфере, а также собственное свечение атмосферы и прочих свет ночного неба.

Глубокие сумерки завершаются переходом к ночи, причем опять-таки этот переход совершается в различных участках неба и в разных областях спектра в различное время (подробнее см. § 10).

Вследствие существенных различий в ходе полусумерек для разных участков спектра, т. е. вследствие сильной и меняющейся с изменением  $\zeta$  зависимости  $\bar{H}$  от  $\lambda$  в период полусумерек, последние характеризуются быстрой сменой окраски неба, т. е. теми явлениями, которые обычно объединяются под названием зари. Иными словами, заря представляет собой совокупность одновременных, но находящихся в разных стадиях развития полусумерек в данном участке неба для всех длин волн (термин полусумерки поэтому целесообразно оставить только для сравнительно узких спектральных интервалов). Кроме того, по традиции, целесообразно оставить название заревого сегмента за наиболее освещенной областью неба

над околосолнечным горизонтом. Это оправдано постольку, поскольку в этом сегменте явления зари разыгрываются в наиболее обостренном виде и сохраняются значительно дольше, чем в других участках неба, продолжаясь еще и тогда, когда в противоположной стороне горизонта и даже в зените уже наступают глубокие сумерки.

Среди величин, характеризующих процесс протекания сумерек, пожалуй, наибольшее внимание привлекал логарифмический градиент яркости сумеречного неба

$$q = -\frac{d \ln I}{dH} = -\frac{d \ln I}{d\zeta} \frac{d\zeta}{dH}. \quad (56)$$

Из (51) следует, что

$$q = \frac{D(\bar{H})}{\tau_p'(\bar{H})} \frac{d\bar{H}}{dH}, \quad (57)$$

причем в случае экспоненциальной зависимости  $D$  от  $h$  в окрестности  $h_n$   $\frac{D(\bar{H})}{\tau_p'(\bar{H})} = K(\bar{H})$ . С другой стороны, если исходить из концепции сумеречного слоя, то, как показала Н. М. Штауде<sup>39,170</sup> (тот же результат несколько иными методами был получен ранее В. Г. Фесенковым<sup>31,169</sup> и Ф. Линком<sup>141,171,172</sup>),  $q = K(h_{\max}) \frac{dh_{\max}}{dH}$ . Вследствие малости различия  $\frac{d\bar{H}}{dH}$  и  $\frac{dh_{\max}}{dH}$  в период полных сумерек обе формулы приводят к близким результатам. Если в первом приближении принять  $\frac{d\bar{H}}{dH} = 1$ , то  $q = K(H)$  и знание  $q$  из измерений  $I(\zeta)$  позволяет приближенно найти значение  $\frac{d \ln \tau_p'}{dH}$  на уровне  $\bar{H}$ . Именно это обстоятельство и побудило ряд авторов к выполнению измерений зависимости  $q$  от  $H$  (<sup>48,49,50,57</sup> и др.). Особенно многочисленные измерения выполнялись в течение ряда лет на Абастуманской обсерватории Т. Г. Мегрелишвили. На рис. 44, а показаны зависимости  $q(\bar{H})$ , полученные ею одновременно в трех участках спектра для двух направлений визирования ( $z = 0$  и  $A = 0$ ,  $z = 70^\circ$ ). Аналогичные зависимости для одного из дней и ряда длин волн, полученные Ф. Фольцем и Р. Гуди<sup>81</sup>, показаны на рис. 44, б.

Прежде всего обращает внимание крайняя изменчивость зависимостей  $q(H)$  как ото дня ко дню, так и при переходе от одних значений  $z$  и  $\lambda$  к другим. Далее, следует обратить внимание на весьма капризный ход кривых  $q(H)$ , испещренных множеством мелкомасштабных изгибов, реальность существования которых была показана Э. Биггом<sup>68</sup>, пользовавшимся прибором, предназначенным для непосредственной регистрации  $\frac{d \ln I}{dt} = -q \frac{dH}{dt}$ . Наконец, следует отметить ряд особенностей хода  $q(H)$ , наблюдаемых более или менее систематически, хотя и с существенными вариациями. Это в первую очередь максимум при  $H \cong 5-20$  км, выраженный тем резче и располагающийся тем выше, чем больше  $\lambda$ , причем в интервале высот  $H$  от  $\sim 30$  до 100 км значение  $q$  составляет всего несколько сотых обратного километра. Затем, это — быстрое убывание  $q$  при  $H \gtrsim 150$  км, причем  $q$  достигает значений, измеряемых тысячными долями обратного километра<sup>50</sup>.

Остановимся сначала на максимуме  $q$  при  $H \cong 20$  км. Э. Бигг<sup>68</sup> интерпретировал этот максимум как свидетельство существования на высотах около 20 км аэрозольного слоя. Т. Г. Мегрелишвили<sup>72</sup> и Ф. Фольц и Р. Гуди<sup>81</sup> показали, что такая интерпретация несостоятельна как ввиду незаконности отождествления  $\bar{H}$  или  $h_{\max}$  с  $H$ , как это делает Э. Бигг,

так и из соображений, связанных с разрешающей способностью сумеречного метода зондирования атмосферы (см. ниже). Вместе с тем нет никаких оснований приписывать этот максимум флуоресценции атмосферы, как это полагает Т. Г. Мегрелишвили<sup>69,72</sup>. В частности, Ф. Фольц и Р. Гуди<sup>81</sup> прямыми вычислениями показали, что соответствующий максимум должен иметь место и в чисто молекулярной атмосфере. Причину его возникновения легко уяснить из приведенного выше анализа поведения  $\bar{H}$  в функции  $\xi$ .

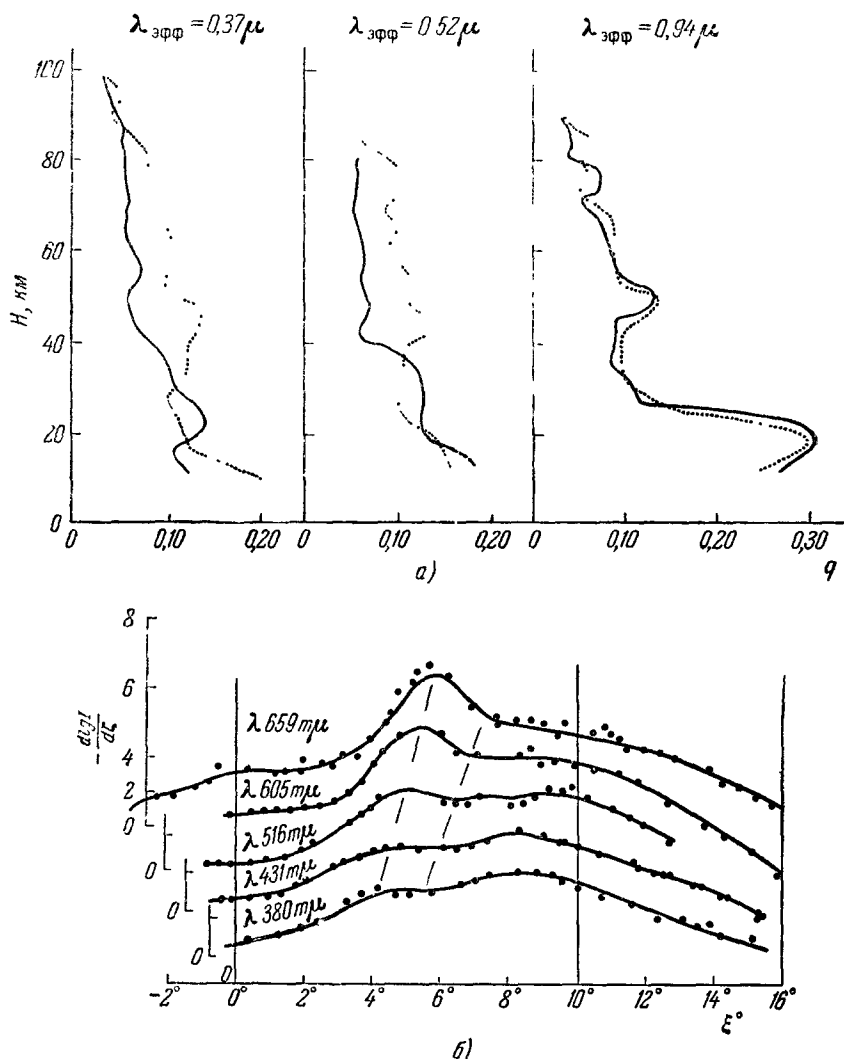


Рис. 44. а) Типичные зависимости  $q(H)$  в трех участках спектра по измерениям Т. Г. Мегрелишвили для  $z=0$  (сплошные линии) и  $z=70^\circ$  (пунктир). б) Зависимости  $-d \ln I / d\xi$  для одного из дней и разных длин волн по измерениям Ф. Фольца и Р. Гуди.

В самом деле, пока Солнце находится над горизонтом, т. е. пока  $H = 0$ , то  $\frac{d\bar{H}}{d\xi} = \frac{d\eta}{d\xi}$ , причем, как явствует из рис. 43, 34 и 35, на этой стадии  $\frac{d\eta}{d\xi}$  монотонно растет. Когда Солнце опускается за горизонт,  $\frac{d\bar{H}}{d\xi} = \frac{dH}{d\xi} + \frac{d\eta}{d\xi}$ ,

причем  $\frac{d\bar{\eta}}{d\zeta}$  сначала остается практически постоянной (ср. рис. 34), а  $\frac{dH}{d\zeta} \cong R\gamma\bar{\xi}$  быстро растет. Но на рубеже полных сумерек (т. е. для зенита, при  $\zeta \cong 94^\circ$  и  $H \cong 20$  км)  $\frac{d\bar{\eta}}{d\zeta}$  начинает быстро убывать (ср. рис. 34 и 43), вследствие чего  $\frac{d\bar{H}}{d\zeta}$  резко уменьшается (ср. рис. 35), что и обуславливает появление максимума зависимости  $\frac{d\bar{H}}{dH}$  от  $\zeta$ , а следовательно, и зависимости  $q(\zeta)$ .

Рассмотрим теперь поведение  $q(H)$ , когда на некоторой высоте  $h_c$  находится  $\delta$ -образный слой с оптической толщиной  $\tau_c$ . Выше мы видели, что по мере увеличения  $H$  эффективная граница тени сначала ускоренно устремляется навстречу слою (что соответствует убыванию  $q$ ), затем отступает вместе со слоем (т. е.  $q$  растет) и, наконец, отрываясь от слоя, нагоняет свою обычную позицию (что сопровождается вновь убыванием  $q$ ). При этом описанный процесс охватывает промежуток времени, соответствующий перемещению границы геометрической тени  $H$  на расстояние  $2b$ , примерно равное 40 км. Иными словами, присутствие  $\delta$ -образного слоя скажется на кривой зависимости  $q(H)$  в виде z-образного изгиба, охватывающего интервал высот около 40 км, причем местоположение слоя будет примерно соответствовать средней, не испытывавшей возмущения части этого изгиба.

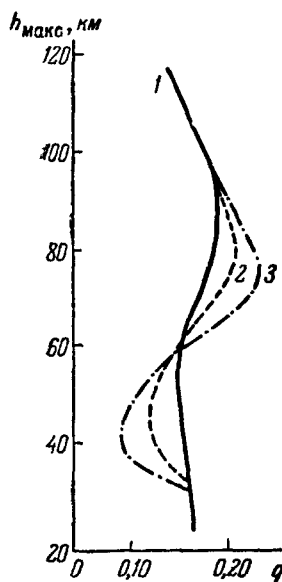


Рис. 45. Зависимости  $q(H)$  для стандартной молекулярной атмосферы (1) и атмосферы с одним (2) и двумя (3) добавочными рассеивающими слоями.

Описанная картина отчетливо видна на рис. 45, где изображены результаты выполненных Т. Г. Мегрелишвили<sup>72</sup> расчетов зависимости  $q(H)$  для стандартной атмосферы (кривая 1), той же атмосферы и слоя с удвоенной рассеивающей способностью, занимающего интервал высот от 60 до 70 км (кривая 2), а также атмосферы, содержащей, кроме того, второй идентичный слой, расположенный на 5 км ниже первого (кривая 3).

Аналогичные расчеты с подобными же результатами были выполнены Ф. Фольцем и Р. Гуди<sup>81</sup>.

Количественно поведение  $q(H)$  для  $\delta$ -образного слоя в период полных сумерек в околоразенитной области неба приближенно описывается соотношением

$$q(H) = \frac{q_0(H) + \frac{\tau_c}{\tau'_p(\bar{H}_0)} \left( \frac{dT}{dy} \right)_{\frac{h_c-H}{\gamma}}}{1 + \frac{\tau_c}{\tau'_p(\bar{H}_0)} T \left( \frac{h_c-H}{\gamma} \right)}, \quad (58)$$

где  $q_0(H)$  и  $\tau'_p(\bar{H}_0)$  — значения соответствующих величин при том же  $H$  в отсутствие слоя.

Таким образом, как бы ни был тонкий слой, его присутствие обнаружится в зависимостях  $q(H)$  или  $q(\zeta)$  в виде широко размытого возмущения. Поэтому по ходу этих кривых невозможно разрешить детали высотной структуры атмосферы, отстоящие друг от друга на расстояния, меньшие

примерно чем протяженность полутени, т. е. порядка 20 км. Заметим, что неучет реальной разрешающей способности метода сумеречного зондирования и в некоторых других случаях <sup>44, 48, 58, 64</sup> приводил к ошибочной трактовке данных сумеречных наблюдений.

Из сказанного выше следует, что мелкомасштабные иррегулярности как в ходе кривых  $q(H)$ , так и в ходе кривых  $p(H)$ , где  $p$  — степень поляризации (см. рис. 22), отнюдь не отражают структуры атмосферы, а являются чисто временным эффектом, отражающим ее неустойчивость, — в первую очередь, как показывает анализ, изменчивость коэффициента рассеяния  $D$  в области охватываемых полутенью высот порядка  $\bar{H}$ , оптической толщи  $\tau^*$ , в основном нижних слоев атмосферы (ср. <sup>26</sup>), а также перемещения облачных масс в области терминатора вдоль последнего (т. е. перпендикулярно лучам Солнца). При этом присутствие и движение облаков, а также присутствие горных массивов в области терминатора могут сказываться на величине  $y_n$ , а следовательно, и  $\bar{H}$  только в том случае, если их высота  $h_b > a$ , на что обратила внимание еще Е. А. Полякова <sup>165</sup>. В частности, их присутствие становится ощутимым, особенно в длинноволновой области спектра, когда Солнце находится у горизонта и, следовательно, величина  $a$  уменьшается и даже становится отрицательной. Это и ведет к появлению так называемых «Лучей Будды», представляющих собой, по существу, тени облаков или гор, заслоняющих прямые лучи Солнца (преимущественно длинноволновые, что объясняет их окраску).

В заключение заметим, что корреляция между мелкомасштабными иррегулярностями на кривых  $q(H)$ ,  $q(\zeta)$ ,  $p(H)$  и  $p(\zeta)$ , наблюдаемыми в различных областях неба при одних и тех же значениях  $\bar{H}$  или  $\zeta$ , позволяет, как правило, установить их природу, различную в разных случаях. Кроме того, перенесение наблюдений в высокогорные районы или на высотные самолеты должно в значительной мере ослабить влияние ряда факторов (в первую очередь изменчивости нижних слоев атмосферы <sup>26</sup>), обуславливающих возникновение иррегулярностей.

## 9. ЦВЕТ СУМЕРЕЧНОГО НЕБА

Изменчивость окраски сумеречного неба является одной из наиболее характерных его черт, и ее описанию и измерениям посвящено много работ (см. § 2 и 3). Вопрос о теоретическом описании цвета неба и о его связи со строением атмосферы в зависимости от  $\zeta$  и  $z$  впервые в отчетливой форме был поставлен Р. Грунером <sup>175</sup>. Однако проведенный им математический анализ указал только на общие причины возникновения заревой окраски, но не выявил в явном виде роли отдельных факторов. Для частных моделей атмосферы, применительно к заревому сегменту, такой анализ был выполнен путем непосредственных расчетов Е. А. Поляковой <sup>165</sup>. Косвенным образом он следовал также из исследований Н. М. Штауде <sup>84, 168</sup>. Наконец, Н. Б. Дивари <sup>73</sup>, а позднее Ф. Фольц и Р. Гуди <sup>81</sup> произвели численные расчеты спектрального хода яркости сумеречного неба, а также его цветового показателя (1) для ряда пар значений  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  в зависимости от  $\zeta$  при  $z = 70^\circ$  в различных предположениях о строении атмосферы. Попутно заметим, что названные работы показали полную несостоятельность многочисленных попыток чисто умозрительного объяснения окраски сумеречного неба (см., например, <sup>25</sup>).

В общем виде связь окраски сумеречного неба со строением атмосферы может быть получена в наглядной форме, если воспользоваться представлением об эффективной высоте земной тени <sup>86</sup>. Чтобы отчетливее выявить физическую суть явлений, рассмотрим яркость неба при двух длинах

волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ , таких, что  $\bar{\eta}(\lambda_1) > \bar{\eta}(\lambda_2)$ , и перепишем для них (51) в виде

$$I(\lambda_1) = I_0(\lambda_1) \omega_0 P^m(\lambda_1) m \tau'_p [\bar{H}(\lambda_1), \lambda_1], \quad (59)$$

$$I(\lambda_2) = I_0(\lambda_2) \omega_0 P^m(\lambda_2) m \tau'_p [\bar{H}(\lambda_1), \lambda_2] + \int_{\bar{H}(\lambda_2)}^{\bar{H}(\lambda_1)} D(h, \lambda_2) dh. \quad (60)$$

Смысл выражения (60) очевиден из рис. 46. Первое слагаемое в фигурных скобках учитывает рассеяние света в той области конуса визирования, которая располагается выше  $\bar{H}(\lambda_1)$  и посылает к наблюдателю свет с обеими длинами волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  (ср. (57)). На рис. 46 эта область отмечена двойной штриховкой. Если бы эффективные границы тени  $\bar{H}(\lambda_1)$  и  $\bar{H}(\lambda_2)$  совпадали, то различие между (59) и (60) сводилось бы только к спектральному ходу

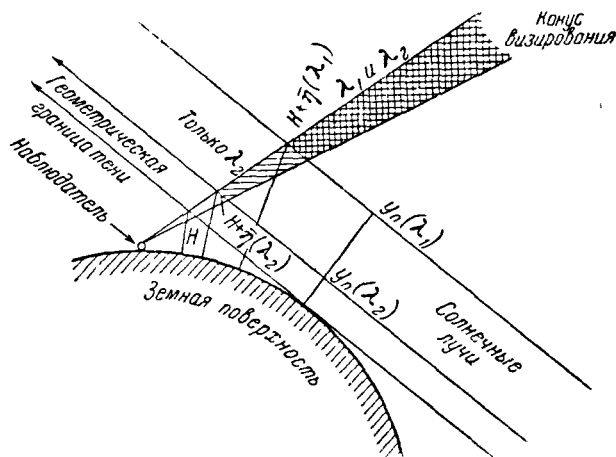


Рис. 46. К влиянию дисперсии эффективных высот на цвет неба.

коэффициента рассеяния в области  $h > \bar{H}$ , а также спектральной зависимости величин  $I_0$  и  $P$ . Однако вследствие дисперсии эффективных высот земной тени появляется добавочный объем конуса визирования (ординарная штриховка на рис. 46), в котором рассеивается только свет с длиной волны  $\lambda_2$  (для  $\lambda_1$  этот объем находится в эффективной тени). Избыток света с длиной волны  $\lambda_2$ , образованный его рассеянием в области высот между  $\bar{H}(\lambda_1)$  и  $\bar{H}(\lambda_2)$ , и учитывается вторым слагаемым в фигурных скобках выражения (60). Вследствие быстрого убывания коэффициента рассеяния с высотой, относительный вклад этого избыточного света в полную яркость неба в сильной мере зависит от логарифмического градиента  $K$  коэффициента рассеяния в интервале высот между  $\bar{H}(\lambda_1)$  и  $\bar{H}(\lambda_2)$ .

Для количественного исследования этого эффекта прологарифмируем (51) и, разложив  $\ln \tau'_p [\bar{H}(\lambda_2), \lambda_2]$  в ряд по  $\Delta \bar{\eta} = \bar{\eta}(\lambda_1) - \bar{\eta}(\lambda_2)$  ( $\Delta \bar{\eta} > 0$ ), ограничимся третьим членом разложения.

Подставляя затем полученные выражения в (1), найдем, что

$$CE_{\lambda_2}^{\lambda_1} = C_{\lambda_2}^{\lambda_1} + 1,08 \left\{ Q[\bar{H}(\lambda_1), \lambda_2] \Delta \bar{\eta} - \frac{1}{2} \left( \frac{dQ(\lambda_2)}{dh} \right)_{\bar{H}(\lambda_1)} (\Delta \bar{\eta})^2 \right\}, \quad (61)$$

где

$$Q = - \frac{d \ln \tau'_p(h, \lambda)}{dh} \quad (62)$$

и

$$C_{\lambda_2}^{\lambda_1}(\bar{H}) = 1,08 \left\{ \ln \frac{I_0(\lambda_2)}{I_0(\lambda_1)} - m[\tau^*(\lambda_2) - \tau^*(\lambda_1)] + \ln \frac{\tau_p'[\bar{H}(\lambda_1), \lambda_2]}{\tau_p'[H(\lambda_1), \lambda_1]} \right\}. \quad (63)$$

В полдень, когда Солнце высоко над горизонтом,  $\bar{H}$  практически равно нулю во всем видимом диапазоне спектра, т. е.  $\Delta\bar{\eta} = 0$  и  $CE_{\lambda_2}^{\lambda_1} = C_{\lambda_2}^{\lambda_1}(\bar{H} = 0)$ . Если состав атмосферы не меняется с высотой, то величина  $C_{\lambda_2}^{\lambda_1}$  не зависит от  $\bar{H}$ , а следовательно, и  $\zeta$ . Но и в этом случае, по мере приближения Солнца к горизонту,  $\bar{\eta}(\lambda)$  начинает расти, сперва медленно, а затем во все ускоряющемся темпе. Вместе с тем растут и  $\Delta\bar{\eta}$  для любых пар длин волн (см. рис. 34, 35 и 43). Однако процесс этот имеет существенно неравномерный характер. Вначале возрастание  $\bar{\eta}$  заметно только в коротковолновой части спектра и лишь постепенно распространяется в его длинноволновую часть. Иными словами, дисперсия эффективных высот вначале возникает и прогрессирует только в фиолетово-синей области спектра и только по мере увеличения  $\zeta$  захватывает его оранжево-красную область. В частности, при  $\zeta = 80^\circ$   $\bar{H}(\lambda = 0,4 \mu)$  достигает уже 7—8 км, тогда как  $\bar{H}(\lambda = 0,6 \mu)$  еще находится на уровне 1—1,5 км. Когда Солнце совсем склоняется к горизонту,  $\bar{H}(\lambda = 0,4 \mu)$  поднимается высоко в стратосферу, а  $\bar{H}(\lambda = 0,6 \mu)$  едва достигает 5—6 км. Именно этим объясняется пурпурная окраска покрытых снегом горных вершин (так называемое «пыление Альп»), еще освещаемых лучами (но только длинноволновыми!) заходящего Солнца, а также багрянец, окрашивающий все более и более высокие облака.

Процесс развития дисперсии  $\bar{H}(\lambda)$  и ее проникновения в длинноволновую область спектра продолжается в течение всего периода полусумерек и ответствен за характерные для этого периода изменения окраски неба, т. е. за явления зари. Если по-прежнему ограничиться рассмотрением только пары длин волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ , то в течение полусумерек происходит монотонное возрастание  $\Delta\bar{\eta}$ , т. е. непрерывное покраснение неба, завершающееся на рубеже наступления полных сумерек, когда  $\Delta\bar{\eta}$  достигает своего предельного значения  $\Delta\bar{\eta}_{\text{пред}} \cong \gamma \Delta y_n$  (см. рис. 34). Одновременно своего предельного значения

$$CE_{\lambda_2}^{\lambda_1} = C_{\lambda_2}^{\lambda_1} + 1,08 \gamma \Delta y_n \left\{ Q - \frac{\gamma}{2} \frac{dQ}{dh} \Delta y_n \right\} \quad (64)$$

достигает и цветовой показатель сумеречного неба.

Можно было бы ожидать, что с дальнейшим увеличением  $\zeta$  цветовой показатель неба не должен изменяться. Однако это не так, ибо здесь начинает действовать совершенно иной фактор.

В предыдущем параграфе мы видели, что в период полных сумерек, если  $dK/d\bar{H}$  невелико, то  $\frac{d\bar{\eta}}{d\bar{H}} \ll 1$  или  $\frac{d\bar{H}}{dH} \cong 1$ , т. е.  $q(h) \cong Q(h)$ . С другой стороны, мы видели, что в период полных сумерек величина  $q(h)$ , вообще говоря, убывает с ростом  $h$  (см. рис. 44). Согласно (64) это должно вести к уменьшению  $CE_{\lambda_2}^{\lambda_1}$ , т. е. к посинению сумеречного неба. Это означает, что на рубеже полных сумерек процесс покраснения неба сменяется его посинением, ход которого должен отражать высотные изменения  $Q$ . Тем самым открывается редкая для атмосферной оптики возможность прямой количественной экспериментальной проверки изложенных выше соображений.

В самом деле, если измерить одновременно зависимости  $\ln I$  от  $\zeta$  для  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ , то  $CE_{\lambda_2}^{\lambda_1}(\zeta)$  можно определять двояким путем — непосредственно

по формуле (1) и по формуле (61), если воспользоваться зависимостью  $\ln I(\lambda_2)$  от  $\zeta$ , определить из нее  $q(\zeta, \lambda_2)$  и  $dq(\zeta, \lambda_2)/dH$  и приравнять их соответственно  $Q(\zeta, \lambda_2)$  и  $dQ(\zeta, \lambda_2)/dH$ . При этом можно в первом приближении положить  $C_{\lambda_2}^{\lambda_1} = \text{const}$  (что соответствует неизменности состава атмосферы), величину же  $\Delta\eta$  можно либо найти из значений  $CE_{\lambda_2}^{\lambda_1}$  для двух произвольно выбранных значений  $\zeta$ , либо воспользоваться теоретическими оценками этой величины, например на основе рис. 30 и 33.

Подобная проверка была выполнена в трех вариантах. Во-первых, были выбраны осредненная по измерениям ряда авторов зависимость  $q(H)$

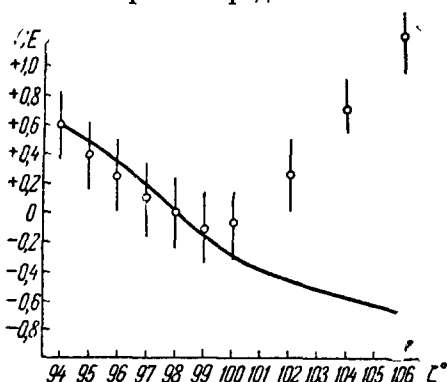


Рис. 47. Сопоставление вычисленной и измеренной зависимостей  $CE_{\lambda_2}^{\lambda_1}(\zeta)$  (осредненные данные).

и (по расчетам для молекулярной атмосферы) величина  $\Delta y_n$ , что позволило вычислить по (64) для  $z = 0$  зависимость  $CE_{\lambda_2}^{\lambda_1} - C_{\lambda_2}^{\lambda_1}$  от  $\zeta$ .

Результаты расчетов изображены на рис. 47 сплошной кривой, произвольно смещенной по оси ординат<sup>86</sup>. На том же рисунке точками показаны осредненные за весенний период данные измерений  $CE_{\lambda_2}^{\lambda_1}$  (для той же пары длин волн), выполненных Т. Г. Мегрелишвили<sup>53 57</sup>, также с точностью до постоянной. Обращает внимание хорошее согласие хода кривых в интервале изменения  $\zeta$  от 94 до  $99 \div 100^\circ$  и резкое расхождение их при  $\zeta \geq 100^\circ$  (к последнему мы вернемся ниже). Заметим, что в другие сезоны согла-

сие хуже, что легко объяснить повышенной замутненностью атмосферы, так как в теоретическом расчете присутствие аэрозоля не принималось во внимание.

Далее, были использованы<sup>86</sup> данные измерений яркости сумеречного неба в зените в двух участках спектра ( $\lambda = 0,44$  и  $0,54 \mu$ ) для трех различных сумерек<sup>79, 28</sup>. Соответствующие зависимости  $CE_{\lambda_2}^{\lambda_1}$  показаны на рис. 13 сплошными линиями, проведенными по точкам. Там же крестиками показаны значения  $CE_{\lambda_2}^{\lambda_1}$ , вычисленные по (62), причем  $\Delta y_n$  находилось из рис. 33 для атмосферы, рассмотренной В. Г. Фесенковым. (Все расчеты  $CE_{\lambda_2}^{\lambda_1}$  велись с точностью до постоянной.) Как видно, для индивидуальных дней согласие много лучше, чем для осредненных кривых.

Наконец, опять-таки исходя из значений  $\Delta y_n$  для молекулярной атмосферы и осредненной зависимости  $q(h)$  была рассчитана зависимость от  $\lambda_1$  величины

$$\Delta CE = CE_{0,53\mu}^{\lambda_1}(\zeta = 98^\circ 20') - CE_{0,53\mu}^{\lambda_1}(\zeta = 95^\circ 20')$$

(без учета озонового поглощения в полосе Шапюи). На рис. 48 она представлена в виде сплошной линии. Там же нанесены (с указанием пределов погрешности) данные измерений, выполненных разными авторами (в отличие от предыдущих, в этом случае неизвестные постоянные исключаются и сопоставлению подлежат абсолютные величины). Как видно, за исключением полосы Шапюи ( $\lambda \geq 0,5 \mu$ ), расчетная кривая правильно передает ход зависимости  $CE_{\lambda_2}^{\lambda_1}$  от  $\lambda_1$ .

Из приведенных сопоставлений следует, что, действительно, основным фактором, определяющим смену цветов сумеречного неба в периоды полусумерек и полных сумерек, является дисперсия эффективных высот



земной тени в сочетании с высотными вариациями логарифмического градиента оптической толщи атмосферы. Кроме того, из рис. 47 явствует, что при переходе к глубоким сумеркам основная роль переходит к другим эффектам, обуславливающим вновь покраснение неба (см. следующий параграф).

Обращаясь к цветовой гамме сумеречного неба в зависимости от  $z$  и  $A$  при постоянном  $\zeta$ , следует прежде всего напомнить, что в один и тот же момент времени в разных точках небосвода сумерки находятся в разных фазах, причем варьируют не только  $H$  (и, следовательно,  $Q$ ), но и  $\gamma$  и  $y_n$ . Поэтому распределение яркости и цветового показателя вдоль солнечного меридиана при данном  $\zeta$  повторяет их зависимость от  $\zeta$  при постоянных  $z$  и  $A$ , но в более или менее искаженном виде.

Остановимся на цветовой картине, наблюдаемой в трех направлениях, где она особенно выразительна.

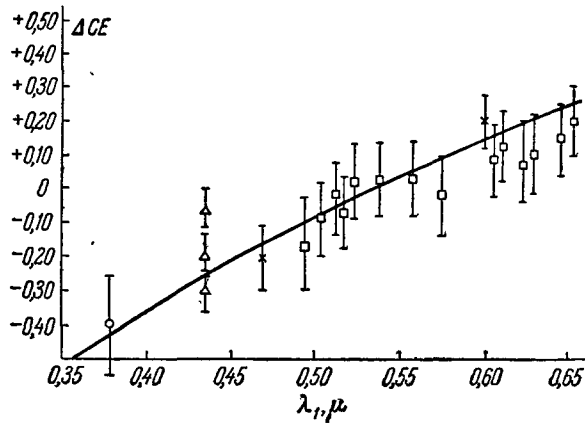


Рис. 48. Сопоставление вычисленной (сплошная линия) и измеренной зависимостей  $\Delta CE$  от  $\lambda_1$ . Круг — 63; треугольник — рис. 28; крестик — 70; квадратики — 80.

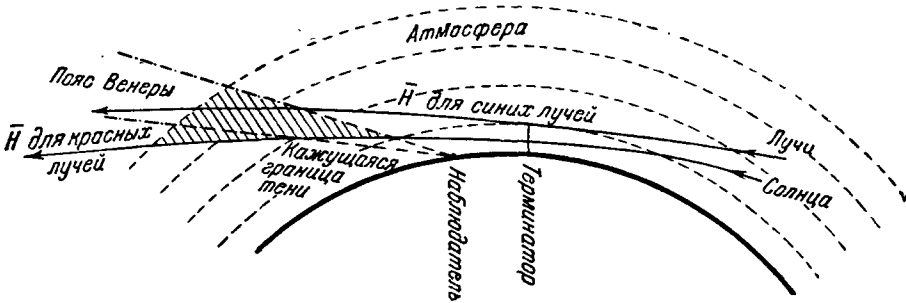


Рис. 49. К происхождению «Пояса Венеры».

Легко убедиться, что в области неба, где наблюдается «Пояс Венеры» (см. § 2), к соответствующему моменту времени уже наступают глубокие сумерки и что  $\gamma$  в этой области очень велико. Это означает, что зависимость  $T(y)$  проектируется на линию визирования ( $\eta = \gamma y$ ) в крайне увеличенном виде, причем более или менее плотные слои атмосферы освещаются исключительно лучами с очень малыми  $y_n$ , тогда как лучи с большими  $y_n$  освещают только очень разреженные слои воздуха (рис. 49), чем и объясняется как отчетливо выраженная пурпурная окраска «Пояса», так и его малые угловые размеры. При увеличении  $\zeta$  этот эффект быстро ослабевает и «Пояс» распадается в широкую мало приметную полосу.

Далее легко видеть, что максимум покраснения неба (т. е. рубеж между полусумерками и полными сумерками) при  $\zeta = 94 - 95^\circ$  располагается в окрестности солнечного вертикала при  $z \cong 65 - 75^\circ$ . Это

как раз те значения  $\zeta$  и  $z$ , которые соответствуют наибольшему развитию «Пурпурного света» (см. § 2), что дает все основания рассматривать «Пурпурный свет» как своего рода проекцию зависимости  $SE_{\lambda_2}^{\lambda_1}(\bar{H})$  на небосвод. Таким образом, «Пурпурный свет» должен наблюдаться в чисто молекулярной атмосфере и его совсем не обязательно связывать, как это делают

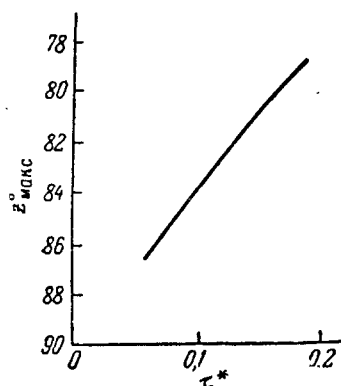


Рис. 50. Приближенная зависимость от  $\tau^*$  положения максимума яркости заревого сегмента в момент захода или восхода Солнца.

многие авторы, с существованием на высотах порядка 20—25 км слоя аэрозоля, хотя присутствие последнего может усиливать эффект. По-видимому, именно это явление было ошибочно принято Ф. Фольцем и Р. Гуди<sup>82</sup> за свидетельство существования такого аэрозольного слоя. Заметим, что из-за индикатрисного эффекта максимум покраснения должен был бы тогда заметно перемещаться к горизонту. Вместе с тем присутствие аэрозольных слоев в области терминатора должно существенно сказываться в стратосфере на характере и степени развития «Пурпурного света» из-за изменений спектральной зависимости  $y_n$ .

Наконец, в области заревого сегмента на цвет и яркость неба начинает накладываться отчетливый отпечаток резкое увеличение  $m(z)$ , что влечет за собой усиление влияния оптического состояния нижних слоев атмосферы. Следствием этого является перемещение максимума яркости от горизонта на некоторое  $z_m$  (см. рис. 6, 7, 8, 9), сильно зависящее от  $\tau^*$ . Приблизительно зависимость  $m(z_m)$  от  $\tau^*$  при  $\zeta$ , близком к  $90^\circ$ , т. е. когда заревой сегмент находится еще на дневном полушарии, определяется следующим из (36) соотношением

$$\tau^* = \frac{1}{m(z_m)} \times \left[ 1 - \frac{\frac{2KR}{m(z_m)m(\zeta)}}{\left(1 + \frac{KR}{m(z)m(\zeta)}\right) + \left(1 + \frac{KR}{m(z_m)m(\zeta)}\right)^3} \right] \quad (65)$$

На рис. 50 показана соответствующая зависимость от  $\tau^*$  для  $\zeta = 90^\circ$  и  $K = 0,15$ , находящаяся в качественном согласии с рис. 9, б. Если  $\zeta$  заметно превышает  $90^\circ$ , так что в области заревого сегмента уже устанавливаются полные сумерки, (65) сменяется другим, также приближенным, соотношением

$$\tau^* \cong \frac{1}{m(z_m)} + Q(\bar{H}) \frac{\bar{H}\xi}{(1+m(z_m)\xi)^2} \quad (66)$$

где по-прежнему  $\xi = \zeta - \pi/2$ . Соответствующие зависимости  $z_m$  от  $\xi$  при различных  $\tau^*$  и  $y_n$  показаны на рис. 51, находящиеся в хорошем качественном согласии с рис. 8, б. Заметим, что в (66) величины  $\tau^*$  и  $\bar{H}$  (т. е.  $y_n$ ) следует считать независимыми функциями длины волны, ибо, как правило, корреляция между горизонтальной и вертикальной прозрачностями

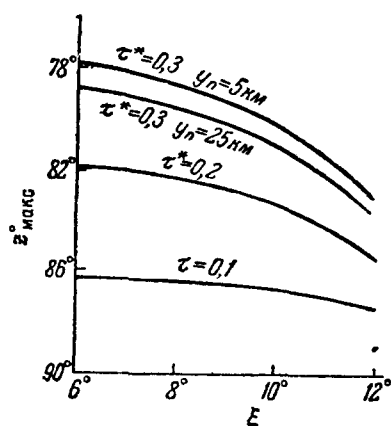


Рис. 51. Приближенные зависимости положения максимума яркости заревого сегмента от  $\xi$  при различных  $\tau^*$  и  $y_n$ .

атмосферы отсутствует<sup>26</sup>. Тем не менее уменьшение длины волны должно, вообще говоря, вести к увеличению  $z_m$ . Именно этим обстоятельством и определяется, в конечном счете, окраска заревого сегмента и ее зависимость от состояния погоды.

#### 10. ПРОБЛЕМА КРАТНОГО РАССЕЯНИЯ. ГЛУБОКИЕ СУМЕРКИ И ПЕРЕХОД К НОЧИ

Выше было показано, что рассмотрение ослабления и однократного рассеяния света в сумеречных условиях приводит, во всяком случае качественно, а в ряде отношений и количественно, к правильной картине основных сумеречных явлений. При этом мы могли убедиться, что представление об эффективной высоте тени Земли позволяет придать анализу сумеречных явлений наглядность, не нанося ущерба точности их описания. Однако еще Ламберт<sup>176</sup> обратил внимание на то, что в формировании сумерек (во всяком случае в области неба, охваченной проекцией земной тени) могут играть существенную роль эффекты самоосвещения атмосферы, т. е. кратного рассеяния в ней света Солнца. Поэтому надежная оценка и учет влияния кратного рассеяния на яркость сумеречного неба совершенно необходимы как для суждения о степени обоснованности изложенных выше соображений, так и для надежного использования сумеречного зондирования в целях исследования высоких слоев атмосферы, что было отмечено В. Г. Фесенковым уже в первой его работе, посвященной этой проблеме<sup>4</sup>.

Однако теоретические исследования вклада кратного (преимущественно вторичного) рассеяния в яркость и поляризацию сумеречного неба, предпринятые многими авторами<sup>4, 11, 45, 50, 59, 132, 172, 173, 177-188</sup>, неизбежно наталкиваются на пока непреодолимые трудности. Даже в дневных условиях, когда можно пренебречь кривизной земной поверхности и когда можно ограничиться учетом только нижних слоев атмосферы, для которых оптические свойства воздуха и их изменения с высотой более или менее известны, задача расчета яркости и поляризации кратко рассеянного света неба представляет серьезные трудности и пока осуществлена лишь для немногих сильно идеализированных моделей (см., например,<sup>189-199</sup>). В сумеречное время уже нельзя пренебрегать кривизной атмосферы, что радикально осложняет математическую задачу, превращая ее из одномерной в трехмерную. Соответствующие методы решения уравнения переноса излучения еще недостаточно разработаны, и поэтому единственным путем ее решения остается исключительно трудоемкий процесс прослеживания судьбы каждого луча при его блужданиях в атмосфере. При этом необходимо исходить из каких-то, пока совершенно необоснованных предположений о высотном ходе индикатрисы и коэффициента рассеяния воздуха, весьма сильно влияющих на результаты расчетов. Специальное рассмотрение<sup>50, 179, 180</sup> показало, что яркость вторично рассеянного света  $I_2$  сравнительно мало варьирует в зависимости от выбора модели атмосферы, тогда как яркость однократно рассеянного света  $I_1$  целиком определяется этим выбором; а так как в процессе сумерек  $I_1$  и  $I_2$  меняются по крайней мере в  $10^7$  раз, то даже незначительные изменения в предположенной зависимости  $\tau_p'(h)$  совершенно меняют не только величину  $I_2/I_1$ , но и ее ход с изменением  $\zeta$ . В качестве примера приведем некоторые из расчетных данных о зависимости  $I_2/I_1$  от  $\zeta$  при  $z = 0$ , полученных в различных предположениях о высотном ходе  $\tau_p'(h)$  (табл. I).

Таким образом, теоретические расчеты не дают пока оснований для сколько-нибудь уверенных суждений о величине  $I_2/I_1$  и ее зависимости от  $\zeta$  и  $\lambda$ . Все же из них можно заключить, что при разумных, с точки зрения современных знаний, предположениях о высотном ходе рассеивающей

способности атмосферы относительная роль вторичного рассеяния в период полусумерек и полных сумерек должна быть хотя и не малой, но и не слишком большой, так что оно не способно существенно изменить картину неба, в отличие от стадии глубоких сумерек, когда вторичное рассеяние начинает преобладать над однократным.

Таблица I

$\zeta$	92°	94°	96°	98°	100°	101°	102°	103°	104°	105°	107°
«Сумеречная» атмосфера <sup>180</sup>	0,20	0,23	0,33	0,62	0,63	—	—	—	—	—	—
«Стандартная» атмосфера по данным на 1948 г. <sup>181</sup>	—	0,30	0,49	0,76	0,78	—	0,87	0,97	1,16	1,68	2,40
Изотермическая атмосфера <sup>180</sup>	0,20	0,23	0,53	3,65	97,5	—	—	—	—	—	—
Изотермическая атмосфера <sup>45</sup>	—	0,01	0,11	1,3	20	85	$2 \cdot 10^4$	$3 \cdot 10^5$	—	—	—

Другим важным результатом теоретического анализа является вывод<sup>45, 180, 184</sup>, что основным источником наблюдаемого с земли вторично рассеянного света служит слой атмосферы, захватывающий сравнительно небольшой интервал высот протяженностью около 20 км, причем максимум яркости этого слоя при  $\zeta$ , близких к 90°, располагается вблизи земной поверхности и постепенно поднимается с увеличением  $\zeta$ , достигая к концу полных сумерек высоты около 20—30 км. При этом в период полных сумерек основным источником его освещения однократно рассеянным светом становится зарево сегмент.

При таком состоянии теории очевидно, что единственным надежным источником для суждений о роли кратного рассеяния в сумеречный период остаются данные наблюдений. Однако прежде чем перейти к их рассмотрению, необходимо остановиться на некоторых соображениях, без учета которых такое рассмотрение было бы невозможно.

Согласно теории Рэлея коэффициент рассеяния света газами вне полос селективного поглощения пропорционален  $\lambda^{-4}$ . Поскольку при каждом новом акте рассеяния добавляется множитель того же вида, казалось бы, следует ожидать, что спектральная зависимость  $k$ -кратно рассеянного света должна определяться множителем  $\lambda^{-4k}$ . Приведенные соображения являются общепринятыми, и их неоднократно пытались использовать для определения доли вторичного рассеяния как в дневных, так и в сумеречных условиях, исходя из данных о цвете неба. В частности, Ф. Линк<sup>172, 173</sup> и Ф. Ф. Юдалевич<sup>188</sup>, опираясь на это предположение, пришли к выводу, что отношение  $I_2/I_1$  должно быстро убывать с увеличением длины волны и в ближней инфракрасной области спектра исчисляться лишь немногими процентами. Посинение неба, наступающее при возрастании  $\zeta$  в период полных сумерек, обычно также трактовалось как результат увеличения роли вторичного рассеяния. Затруднение виделось только в том, что в присутствии аэрозоля закон  $\lambda^{-4}$  сменяется более слабой зависимостью  $\lambda^{-n}$ , где  $n < 4$ .

Однако утверждение, что цвет  $k$ -кратно рассеянного света определяется множителем  $\lambda^{-kn}$ , не соответствует действительности, ибо не учитывает весьма сильного эффекта экстинкции. Применительно к окраске сумеречного неба на это указали Е. Эшберн<sup>59</sup> и Г. В. Розенберг<sup>86</sup>. Стро-

гий учет экстинкции для вторично рассеянного света собственно и составляет основную трудность расчета его яркости. Поэтому пока неизбежно ограничиваются общими соображениями и оценками ориентировочного характера.

Прежде всего давно известно, что достаточно толстый слой непоглощающей рассеивающей среды (например, молока, облаков, снега, белил, бумаги) в отраженном свете представляется белым независимо от спектральной зависимости коэффициента рассеяния. Как показывает теория (см., например, <sup>157, 200</sup>), это является прямым следствием того, что основной вклад в яркость отраженного слоя света вносят именно эффекты многократного рассеяния. В проходящем свете, если слой достаточно толст, так что прямой и однократно рассеянный свет вообще практически не достигают дна слоя, теория предсказывает <sup>157</sup>, что яркость  $I$  рассеянного света пропорциональна  $(\tau^*)^{-1}$ , т. е. при молекулярном рассеянии ( $\tau^* \sim \lambda^{-4}$ )  $I \sim \lambda^4$ , или, иными словами, многократно рассеянный свет оказывается значительно «краснее» не только однократно рассеянного, но даже прямого.

Далее, используя результаты § 6, 8 и 9, можно рассчитать цветовые показатели  $CE_{\lambda_2}^{\lambda_1}$  для однократно рассеянного атмосферой света, поступающего от зенита при  $\zeta = 98^\circ$ , и света, первоначально рассеянного высокими слоями атмосферы в области максимума яркости заревого сегмента и повторно рассеянного в нижних слоях атмосферы (при том же  $\zeta$ ). Прямой расчет для  $\lambda_1 = 0,46$  и  $\lambda_2 = 0,54$  приводит к приближенному соотношению

$$\left( \frac{I(\lambda_2)}{I(\lambda_1)} \right)_{\text{двукратн}} \cong 2,3 \left( \frac{I(\lambda_2)}{I(\lambda_1)} \right)_{\text{однократн}},$$

т. е. в двукратно рассеянном свете зеленая часть спектра оказывается значительно усиленной относительно синей его части по сравнению с однократно рассеянным светом.

К приведенной оценке следует относиться только как к качественной иллюстрации. Тем не менее имеются все основания утверждать, что дважды рассеянный свет сумеречного неба если и будет отличаться по цвету от однократно рассеянного, то только в сторону преобладания более длинных волн. Отсюда, кстати, следует, что наблюдаемое посинение неба с ростом  $\zeta$  в период полных сумерек свидетельствует о сравнительно незначительной роли кратного рассеяния в этот период. Заметим, что двукратно рассеянный свет, будучи «краснее» однократно рассеянного, все же остается «синее» прямого, т. е. яркость двукратно рассеянного света должна монотонно возрастать с уменьшением  $\lambda$ .

Наконец, используя результаты предыдущих параграфов, можно грубо оценить изменение яркости вторично рассеянного света в зависимости от  $z$  в солнечном меридиане. В пренебрежении индикатрисным эффектом такая оценка приводит для не слишком больших  $z$  к выражению

$$I_2(z) \cong I_2(z=0)(1 + c \cdot 5 \cdot 10^{-2} \operatorname{tg} z) \sec z, \quad (67)$$

где  $c < 1$ , а  $z$  считается положительным в вертикале и отрицательным в противовертикале Солнца, так что минимум яркости вторично рассеянного света оказывается сдвинутым от зенита в противоположную от Солнца сторону не более чем на  $2^\circ$ .

Обратимся теперь к качественным соображениям, диктуемым общей картиной сумеречного неба. Нельзя не согласиться с Ламбертом <sup>176</sup>, что уже то обстоятельство, что область проекции земной тени на противосолнечный горизонт имеет заметную яркость, сравнимую с яркостью неба, освещенного прямыми лучами Солнца, свидетельствует о значительном

вкладе кратного рассеяния в общую яркость неба. Об этом же свидетельствует существование отчетливого минимума яркости неба в окрестности зенита <sup>7, 16, 27, 35</sup> (см. рис. 5, 6 и 10). В то же время, исходя из контрастной чувствительности глаза и из того, что яркостькратно рассеянного света не должна сильно зависеть от направления визирования, следует, что отношение  $I_2/I_1$  в противовеертикале Солнца при малых  $\xi$  должно оцениваться величиной порядка 10—20% (ср. рис. 6 и 10) (напомним, что в дневных условиях  $I_2/I_1$  имеет тот же порядок величины <sup>194-198</sup>). В частности, сам факт существования более или менее резкой границы земной тени и хорошей наблюдаемости «Пояса Венеры» позволяет утверждать, что даже в период полных сумерек  $I_2$  не может превышать  $I_1$  более чем в несколько раз.

Точно так же заметное смещение минимума яркости относительно зенита <sup>207</sup>, намного превышающее названную выше величину около  $2^\circ$ , свидетельствует, что и в этой области неба вторичное рассеяние не имеет решающего значения. Для количественной оценки этого эффекта можно воспользоваться соотношениями (51) и (67) и учесть, что  $I_2 \sim P^m$ , так же как и  $I_1$ . Условие минимума яркости неба  $d(I_1 + I_2)/dz = 0$  при  $|z| \ll 1$  приводит тогда к приближенному соотношению

$$z_{\min} \cong - \frac{Q(\bar{H}_{\min}) \bar{H}_{\min} \xi + c \cdot 5 \cdot 10^{-2} [I_2(z_{\min})/I_1(z_{\min})]}{(1 + \ln P) \left[ 1 + \frac{I_2(z_{\min})}{I_1(z_{\min})} \right]}, \quad (68)$$

где принято во внимание, что в период полных сумерек

$$\frac{d \ln \tau'_p(\bar{H})}{dz} \cong \frac{d \ln \tau'_p(\bar{H})}{d\bar{H}} \bar{H} \frac{dy}{dz} \cong Q(\bar{H}) \bar{H} \xi, \quad (69)$$

откуда, учитывая (46), (91) и (92), находим

$$\frac{I_2(z_{\min})}{I_1(z_{\min})} \cong \left[ \frac{G[H(\xi)] \xi}{|z_{\min}| (1 + \ln P) \int_{H(\xi)}^{\infty} \frac{G(H)}{H + y} dH} - 1 \right] / \left[ 1 - \frac{c \cdot 5 \cdot 10^{-2}}{|z_{\min}| (1 + \ln P)} \right], \quad (70)$$

что позволяет получить ориентировочную оценку  $I_2/I_1$ , причем

$$\frac{I_2(z=0)}{I_1(z=0)} \cong \frac{I_2(z_{\min})}{I_1(z_{\min})} \frac{1 - Q(\bar{H}) \bar{H} \xi |z_{\min}|}{1 - c \cdot 5 \cdot 10^{-2} |z_{\min}|}. \quad (71)$$

Среди попыток экспериментально определить вклад вторичного рассеяния в яркость сумеречного неба наибольшие возражения вызывает работа Р. Робле <sup>138</sup>. Идея, положенная в основу этой работы, состояла в том, что если рассеяние в высоких слоях атмосферы носит чисто молекулярный характер, т. е. подчиняется закону Рэлея с поправкой Кабанна, и если двукратно рассеянный свет полностью деполаризован, то по наблюдаемому дефекту поляризации можно определить отношение  $I_2/I_1$ . Однако оба исходных предположения заведомо ошибочны, что лишает полученные Р. Робле оценки достоверности. Во-первых, в настоящее время уже нельзя сомневаться, что на любых высотах присутствует заметное количество аэрозоля, радиально изменяющего степень поляризации рассеиваемого света (см., например, <sup>3, 26</sup>) и далеко не всегда в сторону ее уменьшения. Во-вторых, в сумеречных условиях степень поляризации двукратно рассеянного света весьма велика и может достигать 80% и более <sup>50, 132, 183, 184</sup>. На рис. 52 представлены зависимости от  $\xi$  степени поляризации однократно и двукратно рассеянного света при  $z = 0^\circ$  и  $\pm 30^\circ$  по расчетам Дж. Дэйва <sup>184</sup> для изотермической молекулярной атмосферы. Сопоставление с данными наблюдений <sup>67</sup> показывает, что

во всех случаях реально наблюдаемая степень поляризации меньше вычисленной, но характер зависимости  $p(\xi)$  оказался подобным. При этом отчетливо обнаруживается, во-первых, относительное смещение экспериментальных и теоретических кривых вдоль оси абсцисс, свидетельствующее о переоценке роли вторичного рассеяния при расчетах, и, во-вторых, то, что резкий спад степени поляризации при  $\xi \gtrsim 102^\circ$  (см. § 4) находит себе объяснение в прогрессирующем просвечивании ночного неба сквозь вуаль рассеянного света.

Впервые достаточно обоснованные полуэмпирические оценки роли вторичного рассеяния были выполнены в 1934 г. В. Г. Фесенковым<sup>37</sup>. В основу были положены измерения яркости неба в двух точках неба с координатами  $z = 67^\circ$  и  $A = 0$  и  $\pi$ . Опираясь на эти данные и пользуясь представлением о сумеречном слое, В. Г. Фесенков последовательно рассчитал яркости однократно и двукратно рассеянного света для обеих точек. При этом для отношений  $I(A = \pi)/I(A = 0)$  им получены следующие значения.

$\xi$	$92^\circ$	$94^\circ$	$96^\circ$	$98^\circ$
$\frac{I_1(\pi)}{I_1(0)}$	0,64	0,26	0,054	0,01
$\frac{I_2(\pi)}{I_2(0)}$	0,67	0,50	0,42	0,16

Таким образом, отношение  $I_2(\pi)/I_2(0)$  меняется с изменением  $\xi$  несравненно медленнее, чем  $I_1(\pi)/I_1(0)$ .

Одновременно В. Г. Фесенковым были получены следующие значения отношений  $I_2/I_1$  (при  $\xi = 92$  для точки  $z = 67^\circ$ ,  $A = 0$  это отношение условно принято за 1).

$\xi$	$92^\circ$	$94^\circ$	$95^\circ$	$98^\circ$
$A = 0$	1	0,82	0,90	0,99
$A = \pi$	0,01	1,54	6,8	14

Данные последней таблицы недвусмысленно свидетельствуют, что в то время как при  $A = 0$  и  $z = 67^\circ$  роль вторичного рассеяния остается почти без изменений (в этой области неба при указанных  $\xi$ , как мы видели, господствуют еще полусумерки и светлая часть полных сумерек), при  $A = \pi$  и том же  $z$  роль вторичного рассеяния быстро растет и при  $\xi = 96^\circ$  оно уже решительно преобладает над однократным (напомним, что указанный интервал изменений  $\xi$  в этой области неба охватывает темную часть полных сумерек и в основном глубокие сумерки).

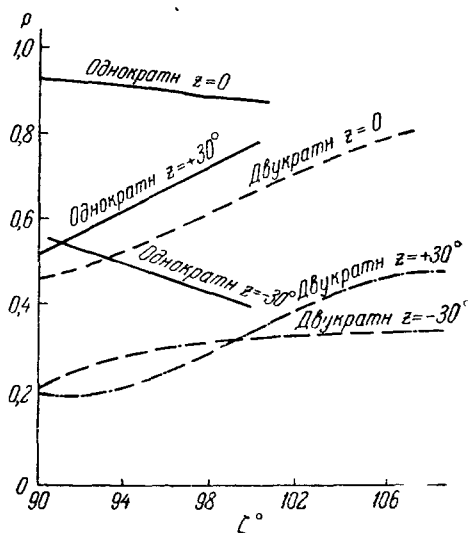


Рис. 52. Зависимости от  $\xi$  степени поляризации однократно и двукратно рассеянного света сумеречного неба при различных  $z$  в случае молекулярной атмосферы.

Наиболее важным результатом этого исследования В. Г. Фесенкова явился вывод о том, что при достаточном погружении Солнца под горизонт (скажем, при  $\zeta = 96^\circ$ ) яркость неба в точке с координатами  $z = 67^\circ$ ,  $A = \pi$  почти полностью определяется интенсивностью вторично рассеянного света и что его интенсивность сравнительно мало отличается от его же интенсивности в аналогичной точке солнечного вертикала ( $A = 0$ ), тогда как яркость однократно рассеянного света в этой точке несравненно выше. Отсюда тотчас же вытекал метод оценки яркости вторично рассеянного света в точке  $z = 67^\circ$ ,  $A = 0$ , состоящий в простой процедуре умножения  $I(A = \pi)$  при том же  $\zeta$  на мало меняющееся отношение  $I_2(A = 0)/I_2(A = \pi)$ . Этот метод освобождения данных измерений яркости сумеречного неба от вклада вторичного рассеяния, неоднократно применявшийся рядом авторов (например, <sup>65</sup>), был подвергнут в последнее время В. Г. Фесенковым существенному улучшению <sup>201</sup>.

Опираясь на результаты предыдущих параграфов, можно предложить также некоторую модификацию этого метода, исходящую из того, что яркость однократно рассеянного света в точке ( $A = \pi$ ,  $z$ ) при зенитном расстоянии Солнца  $\zeta$  должна быть равна его яркости в точке ( $A = 0$ ,  $z$ ) при  $\zeta'$ , если  $\bar{H}(\zeta, -z) = \bar{H}(\zeta', +z)$ , что приводит к равенству  $I_2(\zeta, -z) \cong \cong I(\zeta, -z) - I(\zeta', +z)$ , где  $I$  — измеряемая яркость неба и опущена сравнительно малая величина, равная  $I_2(\zeta', +z)$  (см. рис. 10). Так как величины  $\zeta$  и  $\zeta'$  связаны соотношением

$$\frac{R(1 - \sin \zeta) + \bar{y}}{\sin(\zeta + z)} = \frac{R(1 - \sin \zeta') + \bar{y}}{\sin(\zeta' - z)},$$

основная трудность состоит в определении  $\bar{y}$ . Однако если  $I(\zeta, -z) \gg \gg I(\zeta, +z)$ , т. е. после наступления глубоких сумерек в области противосолнечного вертикала, неопределенность  $\bar{y}$  не вносит большой погрешности по сравнению с пренебрежением индикатрисным эффектом.

Далее следует назвать также полуэмпирические работы Г. В. Розенберга <sup>86</sup> и Н. Б. Дивари <sup>73</sup>, в которых разными путями было показано, что расчеты  $SE_{\lambda_2}^{\lambda_1}$ , основанные на учете только однократного рассеяния, хорошо согласуются с наблюдениями только до конца полных сумерек и полностью расходятся с ними, когда посинение неба вновь сменяется его покраснением. Н. Б. Дивари полагает, что это покраснение обусловлено уже начинающимся переходом к ночи, т. е. тем, что начинает играть роль собственное свечение атмосферы, более интенсивное в красной области спектра. Однако, как мы видели, оно может быть обусловлено и увеличением роли вторичного рассеяния (по всей видимости мало существенной в период полных сумерек), тем более, что процесс покраснения начинается обычно при меньших  $\zeta$ , чем это следовало бы из предположения Н. Б. Дивари (см. рис. 11—13).

Наконец, Т. Г. Мегрелишвили и И. А. Хвостиков <sup>65, 202</sup> получили независимые и очень весомые доказательства сравнительной малости роли многократного рассеяния в период полных сумерек и возрастания этой роли при переходе к глубоким сумеркам. Суть полученного ими результата состоит в том, что данные о плотности и давлении атмосферы, извлеченные из наблюдений сумеречного неба, находятся в хорошем согласии с данными, полученными другими методами (в том числе ракетными), пока в области наблюдений господствуют полные сумерки, и решительно расходятся с ними при наступлении глубоких сумерек, если не вводить никаких поправок на вторичное рассеяние. Если же ввести такие поправки, пользуясь описанным выше методом В. Г. Фесенкова, то согласие простирается и до больших высот (по крайней мере до 120—130 км)



(рис. 53). При этом оценки величины  $I_2/I_1$  оказались близкими к рассчитанным Ф. Ф. Юдалевичем и Н. М. Штауде (для «сумеречной» атмосферы) (см. выше).

Вернемся к цветовому показателю  $SE_{\lambda_2}^{\lambda_1}$  и вновь проследим его зависимость от  $\zeta$  для данной области неба ( $z, A$ ), например для зенита. В дневных условиях ( $\zeta \ll 90^\circ$ )  $SE_{\lambda_2}^{\lambda_1} = C_{\lambda_2}^{\lambda_1}$ , где  $C_{\lambda_2}^{\lambda_1}$  определяется выражением (63). При приближении Солнца к горизонту возникает прогрессирующая дисперсия эффективных высот земной тени, вызывающая увеличение  $SE_{\lambda_2}^{\lambda_1}$ , т. е. покраснение неба, что соответствует фазе полусумерек или зари (рис. 54). При некотором  $\zeta$  рост  $\Delta\eta$  прекращается, и основную роль начинает играть высотная зависимость  $Q = -d \ln \tau_p' / dh$ , что проявляется обычно в прогрессирующем посинении неба и соответствует фазе полных сумерек. Далее, когда высота геометрической тени достигает примерно 100 км, начинает быстро расти роль вторично рассеянного света, что вызывает новое покраснение сумеречного неба и соответствует наступлению фазы глубоких сумерек. Вскоре после их наступления сквозь вуаль рассеянного света Солнца начинает проступать ночное небо, и фаза глубоких сумерек завершается переходом к ночи. Моменты смены фаз и их длительности зависят от выбора интервала длин волн и от направления визирования. Следует обратить внимание на то, что во весь период сумерек цвет неба краснее, чем днем, и обычно синее, чем ночью.

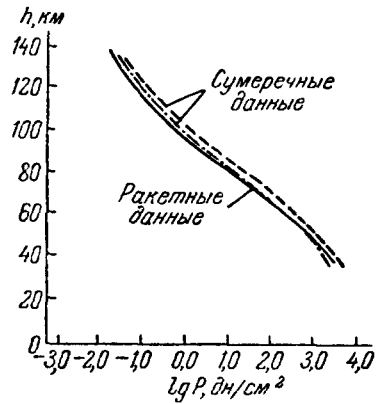


Рис. 53. Сопоставление высотной зависимости давления воздуха по ракетным измерениям и по сумеречным данным после введения поправки на вторично рассеяние.

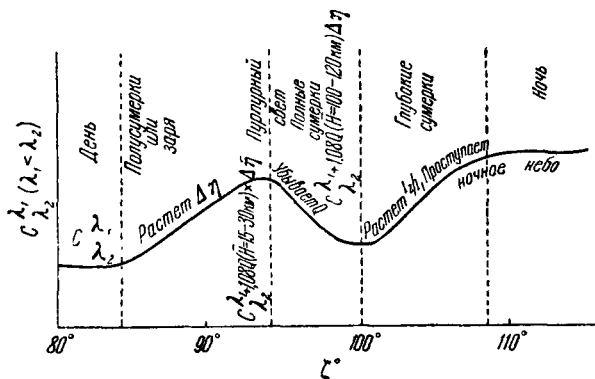


Рис. 54. Схема смены фаз сумерек для околоразенитной области неба ( $\eta-\bar{\eta}$ ).

По оси ординат  $SE_{\lambda_2}^{\lambda_1}$ .

Вследствие того, что поляризация вторично рассеянного света достаточно велика, но меньше однократно рассеянного, наступление глубоких сумерек должно проявляться и в ходе кривых  $p(\zeta)$ , но слабее, чем на кривых  $SE_{\lambda_2}^{\lambda_1}(\zeta)$ . Именно этим Р. Робле<sup>183</sup>, Дж. Дэйв<sup>184</sup> и Н. Б. Дивари<sup>70</sup> объясняют «ступеньку», или минимум поляризации, в области углов  $\zeta = 96-100^\circ$  (см. рис. 22—24, 26). Однако это объяснение встречает возражения двойного рода.

Во-первых, совокупность данных заставляет признать, что роль вторичного рассеяния существенно возрастает при больших  $\zeta$ , и, во-вторых, влияние вторично рассеянного света, который «краснее» однократно рассеянного, должно сказываться при тем меньших  $\zeta$ , чем больше  $\lambda$ , тогда как в действительности имеет место обратное (см. рис. 26). По тем же соображениям эту ступеньку нельзя приписать и вкладу неполяризованного света ночного неба. В то же время, если деполяризация обусловлена присутствием слоя аэрозоля на высотах 80—100 км, т. е. в области расположения серебристых облаков и резко выраженной температурной инверсии, вследствие дисперсии  $\bar{N}(\lambda)$  она должна проявляться при тем меньших  $\zeta$ , чем меньше  $\lambda$ , как это и имеет место в действительности. К этому следует добавить, что во всем интервале высот реальная степень поляризации меньше, чем степень поляризации вторично рассеянного света, т. е. во всем интервале высот рассеяние носит существенно аэрозольный характер. Но тогда становится понятной и корреляция между степенью деполяризации и критической частотой отражения радиоволн от слоя  $E$ , ибо последняя, как известно, возрастает при усиленном выпадении метеоров, а следовательно, и замутнении области мезопаузы. Добавочные аргументы в пользу такого заключения дают поляризационные измерения Г. Дитце<sup>80</sup>, а также то обстоятельство, что при дальнейшем увеличении  $\zeta$  нередко наступает увеличение степени поляризации (см. рис. 22 и 23), что совершенно необъяснимо, если исходить из гипотезы увеличения роли вторичного рассеяния или свечения атмосферы.

Однако при  $\zeta \cong 102\text{--}104^\circ$ , т. е. при  $H \cong 200\text{--}250$  км, наблюдается резкое изменение хода кривых  $p(H)$  или  $p(\zeta)$  (см. рис. 22, 24, 26), с очевидностью обусловленное прогрессирующей ролью свечения ночного неба, что явствует и из расчетов Дж. Дэйва<sup>184</sup>, и из характера зависимости  $q = -d \ln I/dH$  от  $\zeta$ <sup>50</sup>, и из простого сопоставления яркости неба при соответствующих  $\zeta$  с яркостью ночного неба (см. рис. 3, 4 и 25). Это опять-таки делает понятной корреляцию степени деполяризации света неба в соответствующей области углов  $\zeta$  с критической частотой отражения радиоволн от слоя  $F$ , ибо яркость свечения ночного неба тесно связана с состоянием ионосферы. В заключение добавим, что В. Л. Гинзбург<sup>203</sup> показал несостоятельность первоначальной идеи И. А. Хвостикова, согласно которой деполяризация объяснялась особенностями рассеяния света на ионах. Г. В. Розенберг<sup>50</sup> показал также, что за нее не могут быть ответственны и особенности рассеяния на молекулах, находящихся в силовом поле Земли.

#### 11. ОБРАТНАЯ ЗАДАЧА ТЕОРИИ СУМЕРЕК И СУМЕРЕЧНОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ АТМОСФЕРЫ

Выше мы пришли к выводу о том, что в период полусумерек и полных сумерек основным фактором, обуславливающим яркость неба, является однократное рассеяние прямых лучей Солнца над уровнем эффективной границы земной тени. Вторичному рассеянию отводится при этом роль хотя и существенной, но не столь значительной поправки. В период же глубоких сумерек дважды происходит смена механизма, обуславливающего светимость неба: сначала доминирующая роль переходит к кратному рассеянному свету, а затем к свечению ночного неба. Поэтому, с точки зрения извлечения из сумеречных наблюдений сведений о строении атмосферы, интерес представляют только полусумерки, полные сумерки и, частично, светлая часть глубоких сумерек (в той мере, в какой возможно учесть эффекты кратного рассеяния).

Далее мы видели, что в период полусумерек основные явления происходят в нижних, сравнительно хорошо изученных слоях атмосферы и к тому же очень осложнены влиянием рефракции на  $\bar{N}$ . Поэтому интерпретация данных, относящихся к полусумеркам, становится, с одной стороны, мало надежной и, с другой, — менее интересной. Напротив, в период полных сумерек, особенно в коротковолновой части видимого диапазона спектра, роль рефракции становится малозаметной, а основное значение получают условия рассеяния света в интервале высот примерно от 20—30 км до 100—120 км, т. е. в сравнительно мало изученной и трудно доступной области мезосферы и нижней ионосферы.

По этим причинам наиболее перспективной для осуществления сумеречного зондирования атмосферы представляется стадия полных сумерек, преимущественно в околоризитной области неба, где сводятся к минимуму помехи, чинимые изменчивостью нижних слоев атмосферы. Добавим, что для интерпретации сумеречных наблюдений обычно достаточно (за исключением некоторых специальных случаев) ограничиться солнечным меридианом (где картина проще), так как остальные области неба не несут добавочной информации о состоянии высоких слоев атмосферы. Наконец, на протяжении полных сумерек яркость однократно рассеянного света меняется примерно в  $10^5$  раз, тогда как вклад вторичного рассеяния меняет эту величину не более чем вдвое. Это дает основание, на первых порах, пренебречь вторичным рассеянием (в следующем параграфе мы восполним этот пробел).

Учитывая сделанные оговорки, мы можем переписать соотношение (44) в виде

$$I(z, A, \xi, \lambda) =$$

$$= I_0(\lambda) \omega_0 P^m(z) m(z) \int_0^\infty D(h, \xi - z, \lambda) T \left[ \frac{h - H(\xi, \lambda)}{\gamma(\xi, \lambda)} - y_n(\lambda) \right] dh. \quad (72)$$

Если его рассматривать как функцию  $\xi$  при  $z = \text{const}$  или как функцию  $z$  при  $\xi = \text{const}$ , то с математической точки зрения (72) представляет собой относительно  $D$  интегральное уравнение Вольтерры I рода с ядром  $T$ , и если бы функция  $T$  была бы известной, оно решалось бы обычными методами теории интегральных уравнений. Трудность обратной задачи теории сумерек состоит именно в том, что ядро  $T$  неизвестно и зависит от атмосферных условий, т. е., так же как и  $D$ , должно определяться из наблюдений сумеречного неба. (Прямые методы определения  $T$ , например при помощи ракет и спутников, или наблюдения серебристых облаков, совершенно необходимые для развития теории сумерек, могут быть здесь полезны только при условии совпадения места и времени измерений.) Возможность этого открывается благодаря сочетанию двух обстоятельств. Во-первых, в период полных сумерек  $D$  определяется состоянием мезосферы, тогда как  $T$  — состоянием тропосферы и нижней стратосферы, что делает эти функции независимыми. Во-вторых, прослеживание зависимости  $I(\xi, z)$  можно рассматривать как процесс сканирования функции  $D$  при помощи аппаратной функции  $T$ , но, в отличие от лабораторных задач, закономерно меняющейся в процессе сканирования. При этом сканирование производится независимо по двум направлениям ( $\xi$  и  $z$ ). Так как характер изменения аппаратной функции в зависимости от  $\xi$  и  $z$  различен и так как эти зависимости известны, анализ зависимости  $I$  от координат в плоскости  $\xi, z$  позволяет определять как  $D(h)$ , так и  $T(y)$  (подробнее см. § 12). Другой путь состоит в задании некоторой осредненной функции  $T$ , исходя из наших сведений о строении нижних слоев атмосферы, и соответственно в пренебрежении ее изменчивостью.

Последовательное решение обратной задачи теории сумерек при априорном задании  $T(y)$  впервые было предпринято В. Г. Фесенковым<sup>4</sup>, исходившим из собственных измерений яркости сумеречного неба в зените. Предполагая, что  $D \sim \rho$  (где  $\rho$  — плотность воздуха) и что  $\rho(h) = \rho_0(h)[\alpha + \beta h + \gamma h^2]$  (где  $\rho_0(h)$  — априорно заданная функция, а  $\alpha$ ,  $\beta$  и  $\gamma$  — неизвестные постоянные), В. Г. Фесенков определил эти постоянные методом наименьших квадратов. Как показала Н. М. Штауде<sup>39</sup>, конкретную зависимость  $\rho(h)$ , полученную в<sup>4</sup>, нельзя рассматривать как отвечающую действительности, так как решение содержало много произвольных допущений. Однако выполненный при этом В. Г. Фесенковым анализ имел первостепенное значение и лег в основу дальнейшего развития теории сумерек, приведя, в частности, к формулировке концепции сумеречного слоя (см. § 7).

Отсылая читателя за подробностями к оригинальным работам<sup>31, 37, 39, 54, 167-170</sup>, затронем только некоторые основные положения, связанные с использованием этой концепции для решения обратной задачи.

Полагая, что в пределах сумеречного слоя

$$\rho(h) = \rho(H)e^{-K(h-H)},$$

где  $K = \text{const}$ , и выбирая на основании расчетов, выполненных в<sup>5</sup>, функцию  $T(y)$  в виде

$$T(y) = \exp[-\alpha + \beta\sqrt{y} + \gamma y],$$

где  $\beta = 3,83$  и  $\gamma = 0,352$ , В. Г. Фесенков<sup>31</sup> подставляет эти выражения в (72) и приходит к приближенному соотношению

$$\frac{d \ln I}{d\zeta} = \frac{\cos \zeta}{\sin^2 \zeta} RK, \quad (73)$$

связывающему  $K$  с  $\frac{d \ln I}{d\zeta}$ . (Более точное решение, найденное в<sup>31</sup>, никогда не применялось для анализа сумерек из-за его сложности.) Как показала Н. М. Штауде<sup>39</sup>, то же выражение получается непосредственно из концепции сумеречного слоя, если предположить, что его освещенность не зависит ни от  $h$ , ни от  $\zeta$ . Позднее к тому же выражению несколько иным путем пришел Ф. Линк<sup>141, 171</sup> (см. также<sup>116, 117</sup>). Нетрудно показать, что в указанных предположениях (73) эквивалентно требованию, чтобы было

$$I(\zeta) = \text{const} \cdot \rho(h_m),$$

т. е. чтобы яркость неба была бы пропорциональна плотности воздуха на уровне  $h_m$  максимума яркости сумеречного слоя.

Если бы действительно в области мезосферы рассеяние имело чисто молекулярный характер, т. е. на соответствующих высотах отсутствовал бы аэрозоль, то, предполагая далее, что атмосфера находится в статическом равновесии, нетрудно прийти к соотношению

$$K = \frac{gM}{R_0 T(h)} + \frac{d \ln \tau(h)}{dh},$$

где  $R_0$  — газовая постоянная,  $M$  — молекулярный вес,  $g$  — гравитационное ускорение и  $T(h)$  — температура. Таким образом, измерения  $I(\zeta)$ , а следовательно, и  $K$  вели непосредственно к определению высотного хода температуры в мезосфере. Добавим, что использование вместо (73) более верного соотношения  $I(\zeta) \sim \tau'_p(h_m)$ , вытекающего из уточненной концепции сумеречного слоя<sup>84</sup>, приводит в этом случае к выражениям

$$\frac{d \ln I}{d\zeta} = \frac{gM}{R_0 T(h)} \frac{\cos \zeta}{\sin^2 \zeta} R, \quad (74)$$

где  $R$  — по прежнему радиус Земли,

$$\frac{dI}{d\xi} = I_0 \omega_0 P \sigma_0^{\text{мол}} \frac{\cos \xi}{\sin^2 \xi} R \frac{q(h_m)}{q_0} \quad (75)$$

и

$$I = I_0 \omega_0 P \sigma_0^{\text{мол}} \frac{R_0 T_0}{gM} \frac{p(h)}{p_0}, \quad (76)$$

где  $\sigma_0^{\text{мол}}$ ,  $q_0$  и  $p_0$  — коэффициент рассеяния, плотность и давление чистого воздуха на уровне моря и  $q(h_m)$  — плотность воздуха на высоте  $h_m$ , из которых можно найти зависимости  $T(h)$ ,  $q(h)$  и  $p(h)$ .

В действительности рассеяние света на всех уровнях, в том числе и в мезосфере, носит существенно аэрозольный характер и, строго говоря, предположение  $\sigma \sim q$  лишено оснований. Однако это не должно существенно сказываться на определении  $q$  и  $T$ , если, конечно, исключить случаи существования отчетливо выраженных аэрозольных слоев<sup>26</sup>. Во-первых, роль аэрозольного рассеяния быстро уменьшается с уменьшением  $\lambda$ , что позволяет, в принципе, разделять эффекты аэрозольного и молекулярного рассеяния. Во-вторых, если исключить случаи присутствия аэрозольных слоев (например, перламутровых или серебристых облаков), то относительная концентрация аэрозоля сравнительно мало меняется с высотой (см. <sup>26</sup> и <sup>195</sup>, часть II), так что предположение  $\sigma \sim q$  недалеко от действительности. Вариации аэрозоля приводят, как правило, к вариациям  $\sigma$  не более чем в 2—3 раза<sup>26</sup>.

В то же время в интересующем нас интервале высот  $\sigma$  меняется по крайней мере на 4 порядка, а в пределах полутолщины сумеречного слоя,

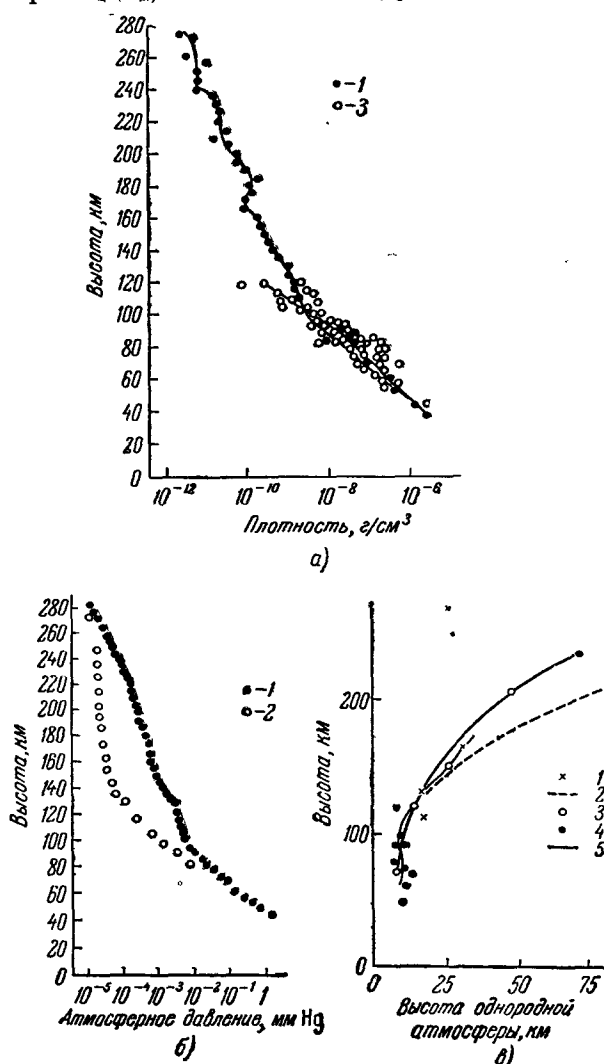


Рис. 55. Средние зависимости плотности  $q$ , давления  $p$  и высоты однородной атмосферы  $H$  от высоты:

по данным сумеречного зондирования — кривые 1, по наблюдениям полярных сияний — кривые 2, по метеоным наблюдениям — кривые 3, по данным ионосферных измерений — кривые 4 и (рис. 55, а) среднее — кривая 5.

по которой фактически усредняются данные сумеречного зондирования, почти на полпорядка. Иными словами, неопределенность за счет вариаций содержания аэрозоля оказывается меньше, чем неопределенность,

обусловленная недостоверностью значения  $h_m$ , т. е. высоты, к которой относятся результаты измерений. Кстати, заметим, что погрешности ракетных измерений  $q$  и  $T$  не многим пока меньше, чем погрешности, связанные с учетом роли аэрозоля.

В этой связи остановимся на трех работах, представляющих наиболее значительными как по наблюдательному материалу, лежащему в их основе, так и по полученным выводам. В 1948 г. была опубликована работа Т. Г. Мегрелишвили и И. А. Хвостикова<sup>202</sup>, в которой сообщались первые итоги обработки длительных и весьма тщательных измерений яркости сумеречного неба с точки зрения получения данных о плотности и давлении воздуха в высоких слоях атмосферы. Результаты обработки отдельных, носивших спорадический характер, измерений сообщались и ранее рядом авторов. Особенность названной работы состояла именно в массовости исходных данных, охватывавших 250 отдельных зависимостей  $I(\zeta)$ , что обеспечивало надежность их осреднения. Освободив данные наблюдений от влияния фона ночного неба и воспользовавшись соотношениями (74)–(76), авторы определили средний «климатический» высотный ход давления, плотности и так

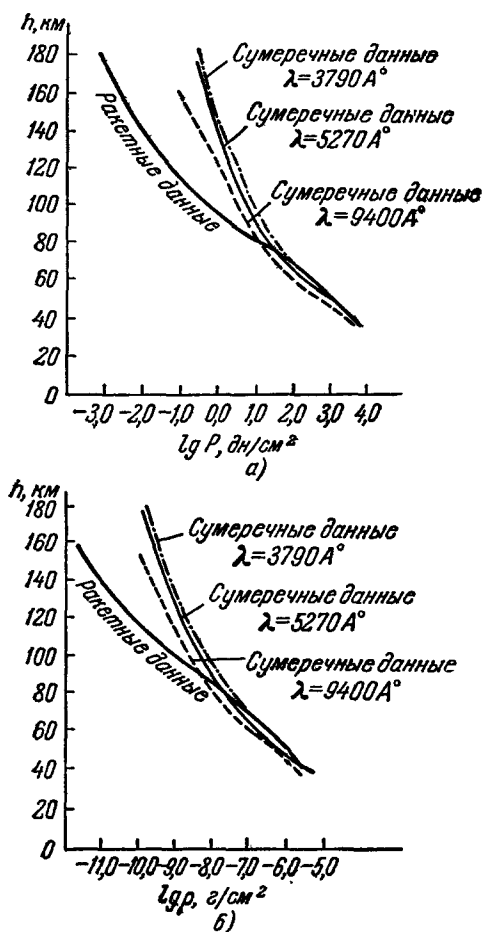


Рис. 56. Сопоставление высотных зависимостей давления и плотности воздуха по сумеречным и ракетным измерениям.

называемой высоты однородной атмосферы  $R_0 T / g M$ , сопоставив их с данными, полученными другими методами (рис. 55). Нетрудно видеть, что до высот порядка 100 км имеет место удовлетворительное согласие, причем сумеречные данные не освобождались от помех, чинимых вторичным рассеянием.

Вторая работа была опубликована Т. Г. Мегрелишвили<sup>65</sup> в 1956 г. и посвящена специально анализу согласования данных, полученных методом сумеречного зондирования и иными методами. В частности, обнаруживается удовлетворительное согласие данных, извлеченных из измерений яркости сумеречного неба без корректив на вторичное рассеяние, с данными ракетных измерений по сводке Г. Калман<sup>204</sup> до высот порядка 90 км и резкое расхождение с ними для больших высот (рис. 56). Однако это расхождение исчезает, если учесть поправки, обусловленные фоном вторичного рассеяния (см. рис. 53).

Третья работа была выполнена в 1952 г. Е. Эшберном<sup>59</sup>. Опираясь на тщательные измерения яркости и поляризации света сумеречного неба в зените и в заревом сегменте и учитывая ряд факторов, не всегда принимавшихся во внимание другими исследователями, Е. Эшберн при помощи

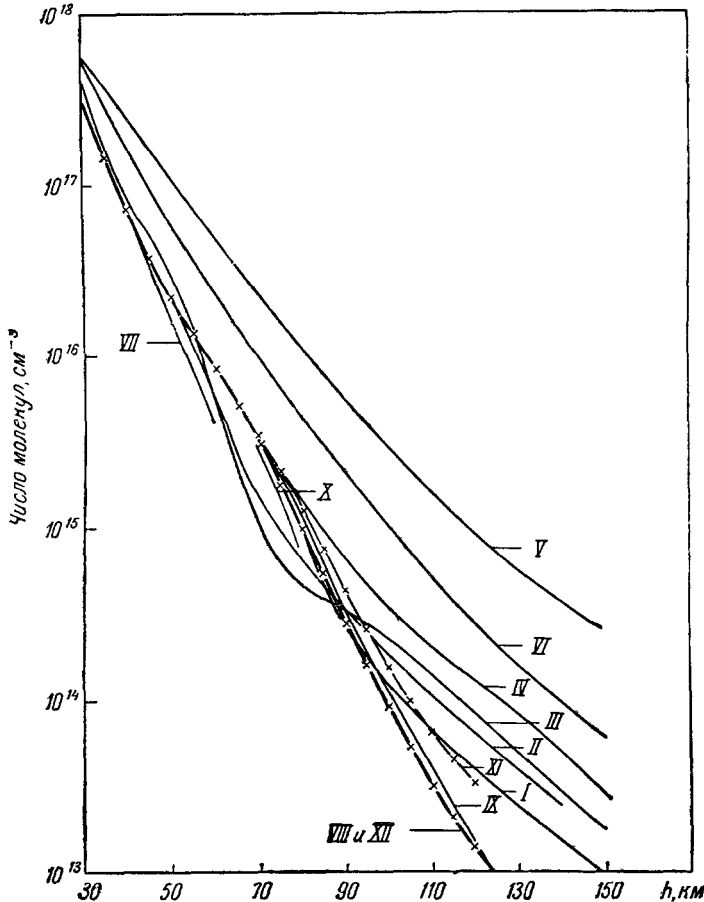


Рис. 57. Сопоставление данных о высотном ходе плотности атмосферы по сумеречным и ракетным измерениям.

I — Мегрелишвили и Хвостиков<sup>202</sup>; II — Линк<sup>173</sup>; III — Фесенков<sup>4</sup>; IV — Льюнгхолм<sup>16</sup>; V — Линк<sup>171</sup>; VI — Чиплонкар<sup>62</sup>; VII — Гальбарт<sup>45</sup>; VIII — стандартная атмосфера NASA; IX — Гримингер; X — Хивенс и др. (ракеты V-2); XI — Эшберн (первое приближение); XII — Эшберн (второе приближение).

не вполне ясной из изложения процедуры нашел яркость вторично рассеянного света в функции  $\zeta$  и, после введения соответствующих поправок, получил высотный ход концентрации молекул (рассеяние предполагалось молекулярным). На рис. 57 данные Е. Эшберна сопоставлены с результатами данных ряда других сумеречных измерений, а также ракетных измерений и со стандартной атмосферой NASA. Вновь согласие простирается до высот порядка 120 км, если учтены эффекты вторичного рассеяния, и вновь оно нарушается выше 80–90 км, если они не учтены, причем ниже 80 км учет вторичного рассеяния не вносит существенных изменений. Таким образом, имеются все основания считать, что при надлежащей постановке и обработке сумеречных наблюдений они способны обеспечить получение надежных данных о высоких слоях атмосферы.

В следующем параграфе мы увидим, что возможности сумеречного метода еще не исчерпаны и получаемые при его помощи данные допускают существенные уточнения.

## 12. ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЙ МЕТОД РЕШЕНИЯ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ И МЕТОД ЭФФЕКТИВНЫХ ВЫСОТ ЗЕМНОЙ ТЕНИ

Приближенное решение обратной задачи теории сумерек, исходящее из концепции сумеречного слоя, опирается на требование быстрого

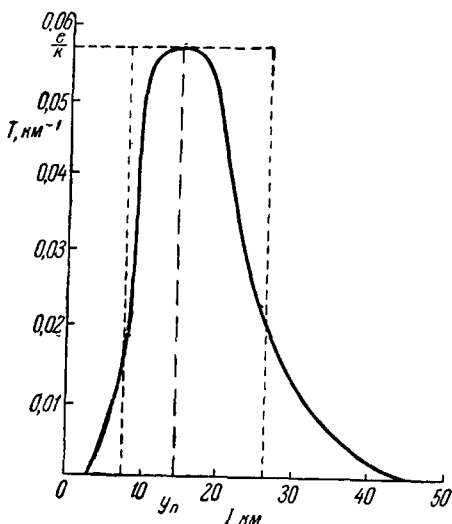


Рис. 58. Типичная зависимость  $dT/dy$  от  $y$  вне области селективного поглощения (соответствует случаю рис. 32).

падения коэффициента рассеяния с высотой. Однако на больших высотах это падение резко замедляется, и сумеречный слой растягивается на многие десятки километров, что ведет к увеличению неопределенности его высоты, т. е. падению разрешающей способности метода сумеречного зондирования. Тем более этот метод в его первоначальном варианте неприменим к сумеречной люминесценции (например, натрия), ибо концентрация люминесцирующего вещества изменяется с высотой по совершенно иному закону. Поэтому более рациональным представляется иной путь приближенного решения обратной задачи, предложенный в 1946 г. Г. В. Розенбергом<sup>50, 137</sup> и имеющий, в частности, то преимущество, что при расчетах автоматически исключается постоянная слагаемая яркости сумеречного неба, т. е. вклад свечения ночного неба и подсветка от земных источников.

Если продифференцировать (72) по  $\xi$  при постоянном  $z$  и учесть, что  $\left(\frac{dy}{d\xi}\right)_h \cong -\frac{1}{\gamma} \frac{dH}{d\xi} \cong R \cos \xi$ , то получим

$$\frac{dI}{d\xi} - I_0 \omega P^m m R \cos \xi \int_0^{\infty} D(h) \frac{dT}{dy} \left( \frac{h-H}{\gamma} \right) dh. \quad (77)$$

Пользуясь, далее, аппроксимацией (43) и теоремой о среднем, нетрудно прийти к соотношению

$$D(\tilde{H}) = \frac{\left(\frac{dI}{d\xi}\right)_z}{I_0 \omega_0 P^m m R \xi \gamma}, \quad (78)$$

где  $\tilde{H} = H + \gamma \tilde{y}$  — некоторая высота, лежащая между  $H + a$  и  $H + a + b$ , причем при разумных предположениях о высотном ходе  $D$  и отсутствии селективного поглощения  $\tilde{y} \cong \tilde{y}_n$  ( $y$  отличается от  $y_n$  не более чем на  $\pm 5$  км). Нетрудно видеть, что переход от (72) к (78) соответствует переходу от сканирования с аппаратной функцией  $T$  типа изображенной на рис. 32 к сканированию с приблизительно симметричной аппаратной функцией  $dT/dy$  типа рис. 58, а переход к аппроксимации (43) — переходу от сплошной кривой на рис. 58 к пунктирной. Из общей теории аппаратной функции (см., например,<sup>205</sup>) следует, что пространственные час-



тоты с периодом, меньшим  $\Delta y = b$ , при сканировании подавляются. Однако если высокие пространственные частоты теряются бесследно, первая гармоника может быть в известной мере восстановлена.

Применительно к (78), если сохранить аппроксимацию (43) с  $b = e/K$  и принять  $y = y_n$ , т. е.  $\bar{H} = \bar{H}$ , теория приводит к выражению (ср. <sup>205</sup>)

$$D(\bar{H}) = \frac{\left(\frac{dI}{d\zeta}\right)_H + \frac{1}{3} \left\{ \left(\frac{dI}{d\zeta}\right)_H - \frac{1}{2} \left[ \left(\frac{dI}{d\zeta}\right)_{H+\gamma\frac{\Delta y}{2}} + \left(\frac{dI}{d\zeta}\right)_{H-\gamma\frac{\Delta y}{2}} \right] \right\}}{I_0 \omega_0 P^m m \cos \zeta \cdot \gamma} \quad (79)$$

Первое слагаемое здесь совпадает с (78), второе же учитывает поправку, легко находимую графически.

В самом деле, если построить график  $dI/d\zeta$  в функции  $H$  (или  $\bar{H}$ ) и построить хорду, соединяющую точки при  $H + \gamma\frac{\Delta y}{2}$  и  $H - \gamma\frac{\Delta y}{2}$ , то расстояние между кривой  $dI/d\zeta$  в точке  $H$  и серединой хорды будет соответствовать квадратным скобкам. На рис. 59 приведен пример введения такой поправки методом хорд <sup>117</sup> применительно к сумеречной вспышке натрия. Задав высотную зависимость концентрации  $N$  натрия, т. е.  $D(h)$  (сплошная кривая), и задав функцию  $T(y)$ , Д. Хантен рассчитал  $dI/d\zeta$  в функции  $\bar{h}$  (пунктирная кривая), а затем методом хорд, т. е. по формуле (79), восстановил из нее высотный ход  $N$  (крестики). Как видно, такая поправка оказывается весьма эффективной и примерно вдвое увеличивает разрешающую способность метода.

Разновидностью описанного выше дифференциального метода решения обратной задачи теории сумерек является разработанный автором метод эффективных высот земной тени, имеющий, с нашей точки зрения, серьезные преимущества как в смысле дальнейшего повышения разрешающей способности, так и вследствие того, что он позволяет автоматически исключать эффекты вторичного рассеяния, совершенно не учитываемые описанными выше методами (при их использовании надлежит сначала освободиться от вклада вторичного рассеяния, например по методу В. Г. Фесенкова; см. § 10). Исходным для этого метода служит соотношение (51), которое с учетом яркости  $I_2$  вторично рассеянного света принимает вид

$$I\left(z, \zeta, \frac{A}{\lambda}\right) = I_0(\lambda) \omega_0 P^m(z) m(z) \tau'_p(\bar{H}) + I_2. \quad (80)$$

Поскольку  $P$  подвержено существенным вариациям и трудно поддается надежному измерению, возникает требование возможного уменьшения его влияния на результат, чему отвечают высокогорные условия и околосенитная область неба (близость  $m$  к 1). Последнее требование улучшает также точность определения воздушной массы (см. § 5). Кроме

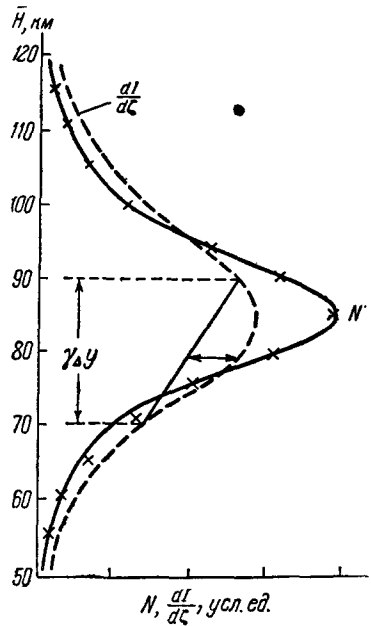


Рис. 59. Иллюстрация применения метода хорд для уточнения высотной зависимости  $D(h)$ .

того, так как  $P$  может варьировать по небосводу<sup>26</sup>, желательно сконцентрировать наблюдения на сравнительно небольшой площади последнего.

Вклад вторично рассеянного света в (73) сильно зависит от  $\xi$  и  $\lambda$ , но его зависимость от  $z$  и  $A$  сравнительно невелика, особенно в околосенитной области (ср. § 10). Вместе с тем при малых  $z$ , когда угол вторичного рассеяния близок к  $90^\circ$ , должен быть сравнительно слабым и индикатрисный эффект. Поэтому околосенитная область неба представляется наиболее благоприятной для измерений.

Далее, так как вторичное рассеяние в период полных сумерек в основном происходит в слое, уже значительно приподнятом над земной поверхностью, можно в достаточно хорошем приближении принять, что яркость двукратно рассеянного света  $I_2$ , так же как и яркость однократно рассеянного света, пропорциональна  $mP^m$ , т. е.

$$I_2(\xi, z, A, \lambda) = I_0(\lambda) \omega_0 P^m m b(\xi, z, A, \lambda), \quad (81)$$

где  $b$  уже только слабо зависит от направления визирования, во всяком случае в околосенитной области неба. Поэтому выражение (73) можно переписать в виде

$$I(z, \xi, A, \lambda) = I_0(\lambda) \omega_0 P^m(z)(\lambda) m(z) [\tau'_p(\bar{H}, \lambda) + b(\xi, z, A, \lambda)]. \quad (82)$$

Рассмотрим сначала условия, существующие в вертикалах  $A = \pm \pi/2$ , т. е. перпендикулярных к солнечному меридиану. Согласно (13), (10), (7) и (8) в околосенитной области этих вертикалов

$$\bar{H} = \frac{R(1 - \sin \xi) + \bar{y}}{\sin \xi},$$

т. е.  $\bar{H}$  не зависит от  $z$ , а зависимость  $\tau'_p(\bar{H})$  от  $z$  определяется исключительно индикатрисным эффектом, причем угол рассеяния  $\varphi$ , для которого согласно (16)  $\cos \varphi = \cos z \cos \xi$ , также почти не зависит от  $z$ . Условия возникновения вторичного рассеяния тождественны во всех точках вертикалов  $A = \pm \pi/2$ , т. е.  $b$  не зависит от  $z$ . Иными словами, в (82) при  $A = \pm \pi/2$  величины, заключенные в квадратные скобки, можно считать независимыми от  $m$ . Это означает, что зависимость  $I(z)$  в этом случае не содержит никакой дополнительной информации о  $\tau'_p(\bar{H})$ ,  $\bar{H}$  или  $b$  по сравнению с  $I(z=0)$ . Но она содержит добавочную информацию о величине  $P$  и может служить для ее измерения. В самом деле, из (82) следует, что

$$\tau^* = \frac{\ln \sec z + \ln I(z=0, \xi, \lambda) - \ln I(z, A = \pm \pi/2, \xi, \lambda)}{\sec z - 1}, \quad (83)$$

где для околосенитной области неба принято  $m = \sec z$ , причем желательно, чтобы  $\sec z - 1$  было невелико ( $\sec z \lesssim 1,5 \div 2$ ) и чтобы измерения проводились в обоих вертикалах.

Обратимся теперь к солнечному меридиану, опять-таки ограничиваясь околосенитной областью неба. Введем обозначение

$$B = \frac{I}{I_0 \omega_0 P^m m}. \quad (84)$$

Тогда из (82)  $B = \tau'_p + b$  и, с учетом (50),

$$\frac{dB}{d\xi} = -D \frac{d\bar{H}}{d\xi} + \frac{db}{d\xi}, \quad (85)$$

где согласно (9), (7) и (8)

$$\frac{d\bar{H}}{d\xi} = -\frac{R \cos \xi \cos z}{\sin(\xi - z)} - \frac{\bar{H} \cos(\xi - z)}{\sin(\xi - z)}, \quad (86)$$

и

$$\frac{dB}{dz} = -D \frac{d\bar{H}}{dz} + \frac{db}{dz}, \quad (87)$$

где

$$\frac{d\bar{H}}{dz} = \frac{H \cos \xi}{\sin(\xi - z) \cos z}. \quad (88)$$

В околоразенитной области неба второе слагаемое в (86) гораздо меньше первого, и им можно пренебречь. Если, к тому же, пренебречь  $db/d\xi$ , то (85) принимает вид, эквивалентный (78). Как мы видели, на этом выражении, в сущности, и строятся привятые методы решения обратной задачи, причем, в лучшем случае, предварительно вносится поправка, учитывающая величину вторичного рассеяния (скажем, по методу В. Г. Фесенкова или на основании теоретических оценок). Поскольку величина  $db/d\xi$  не мала, погрешность метода определяется в основном именно качеством ее учета.

Попутно заметим, что если вклад вторичного рассеяния мал или учтен, то соотношениями (85) и (88) можно воспользоваться

для определения  $\bar{H}(\xi, \lambda)$ . В самом деле, полагая  $\frac{db}{d\xi} = \frac{db}{dz} = 0$  и деля (87) на (85), с учетом (86) и (88) получаем

$$\bar{H} = -R \cos^2 z \frac{dB/dz}{dB/d\xi}. \quad (89)$$

Однако, если роль вторичного рассеяния заранее неизвестна и если оно не мало, более эффективным представляется другой метод, опирающийся на малость  $db/dz$  по сравнению с  $D d\bar{H}/dz$ , особенно в окрестности зенита.

Рассмотрим две точки солнечного меридиана с  $z = \pm \delta$ , где  $\delta \ll 1$ . Разлагая  $B(z)$  в ряд по  $z$  и пользуясь выражением (87), в котором пренебрегаем  $db/dz$ , без труда получим

$$D(\bar{H}) \bar{H} = \frac{I(-\delta) - I(+\delta)}{2I_0 \omega_0 \delta P} \operatorname{tg} \xi. \quad (90)$$

Исходя из изложенных выше соображений, величина  $\delta$  не должна превышать примерно  $20^\circ$ . Слишком малые значения  $\delta$  тоже мало удобны из-за слабой зависимости  $\bar{H}$  от  $z$  и могут выбираться только при условии использования специализированной аппаратуры, типа описанной в <sup>64, 116</sup>.

Если не считать работы Г. Рандля, Д. Хантека и Дж. Чемберлена <sup>116</sup>, относящейся специально к сумеречной вспышке натрия, единственные измерения, выполненные по соответствующей методике, принадлежат Р. Карандикару <sup>64</sup>, опубликовавшему, к сожалению, только одну из полученных им экспериментальных зависимостей (рис. 60). Измерения велись при помощи специального дифференциального фотометра, непосредственно выдававшего разность интенсивностей  $\Delta I = I(+\delta) - I(-\delta)$

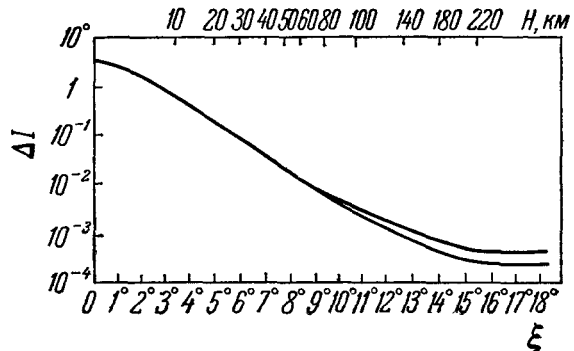


Рис. 60. Пример зависимости  $\Delta I = I(+\delta) - I(-\delta)$  от  $\xi$ .

в функции  $\zeta$  для  $\delta = 6^\circ$ . Соответствующие значения  $\Delta I$  (в  $\text{вт/м}^2\text{стер}$ ), отнесенные к спектральному интервалу в  $1\mu$  (измерения велись с интерференционными светофильтрами), отложены по оси ординат на рис. 60.

К сожалению, автор, отождествлявший эффективную высоту земной тени  $\bar{H}$  с высотой геометрической тени  $H$ , не сообщает подробностей, необходимых для расчета по (90), но относительный ход  $\bar{H}$  при разумном предположении  $y_n \cong 25-30$  км хорошо согласуется с данными ракетных измерений, приведенными на рис. 57. (При замене  $\bar{H}$  на  $H$  никакого согласия не получается, чем, по-видимому, и следует объяснить, что сам Р. Карандикар воздержался от интерпретации полученных им данных.) Расщепление кривых для различных  $\lambda$  при  $\zeta \geq 100^\circ$ , по всей видимости, обусловлено свечением ночного неба, уже начинающим проступать сквозь вуаль рассеянного света и не учтенным Р. Карандикаром.

Основным источником погрешностей при определении величины

$$G(\bar{H}) = D(\bar{H})\bar{H} \quad (91)$$

оказывается все же пренебрежение вкладом вторичного рассеяния. Оценка показывает, что эта погрешность в некоторых случаях может достигать 25—30%.

Если бы величина  $\bar{H}$  была бы известна, то (90) решало бы обратную задачу полностью. Однако в действительности  $\bar{H}$  может варьировать (правда, не в очень широких пределах; см. § 8), и возникает потребность в ее уточнении в каждом конкретном случае. При этом особое значение имеет погрешность в определении  $\bar{H}$  не как сомножителя, а как аргумента функции  $D(\bar{H})$ , ибо зависимость  $D$  от  $\bar{H}$  достаточно сильная. Из общих соображений, связанных с теорией аппаратурной функции, заранее нельзя ожидать, что величина  $\bar{H}$ , зависящая, в частности, от вида функции  $D(\bar{H})$ , может быть определена с погрешностью, меньшей примерно  $\pm 3$  км, что соответствует неопределенности в определении  $D$  на данной геометрической высоте порядка множителя, близкого к 2. Лучшей точности от сумеречного зондирования атмосферы вообще ожидать нельзя. Эта оценка, однако, относится к абсолютному значению  $D(h)$ , но не к характеру высотного хода  $D(h)$ , который может быть определен, как мы видели, с погрешностью порядка 25—30%.

Знание величины  $G(\bar{H})$  как функции  $H$  позволяет найти и величину  $b(H)$ . Нетрудно видеть, что

$$G(\bar{H}) d \ln \bar{H} = d\tau'_p(\bar{H}),$$

и так как

$$d \ln \bar{H} \cong \frac{dH}{\bar{H}} = \frac{dH}{H + \bar{y}},$$

то оптическая плотность атмосферы над уровнем  $\bar{H}$  равна

$$\tau'_p(H + \bar{y}) = \int_{\bar{H}}^{\infty} \frac{G(H)}{H + \bar{y}} dH, \quad (92)$$

где  $G$  рассматривается уже как функция высоты геометрической тени  $H$ . А так как  $b(H) = B(H) - \tau'_p(H + \bar{y})$ , то согласно (84) для  $z = 0$

$$b(H, \lambda) = \frac{I(H, \lambda)}{I_0 \omega_0 P} - \int_{\bar{H}}^{\infty} \frac{G(H)}{H + \bar{y}} dH, \quad (93)$$

или

$$\frac{I_2(H, \lambda)}{I_1(H, \lambda)} = \frac{b(H)}{\tau'_p(H + \bar{y})} = \frac{I(H, \lambda)}{I_0 \omega_0 P \tau'_p(\bar{H} + y)} - 1. \quad (94)$$

В период полных сумерек  $\bar{y}$  имеет тот же порядок величины, что и  $H$ , особенно в коротковолновой области спектра. Поэтому пренебрегать  $\bar{y}$  в знаменателе недопустимо. Но легко доступная оценка  $\bar{y}$  с погрешностью порядка 5 км, вообще говоря, достаточна. Поскольку  $\tau'_p(H + \bar{y})$  определяется при этом с погрешностью порядка 30—40%, погрешность в определении  $I_2/I_1$  будет достигать 60—80%, что, впрочем, достаточно для определения интервала высот, внутри которого сохраняется применимость формулы (90). Заметим также, что погрешность определения величины  $db/d\xi$  будет при этом намного меньше. Это позволяет использовать полученное таким способом значение  $db/d\xi$  для учета роли вторичного рассеяния в формулах (89) и (78) — (79), что ведет к уточнению значения  $\bar{H}$  и независимой проверке величины  $D(\bar{H})$  по временному ходу яркости неба.

Соотношения (51), (78), (79), (89), (90), (93), (94) сохраняются и в том случае, если вместо интенсивностей  $I$  оперировать с параметрами Стокса  $S_i$ <sup>3, 206</sup>, что достигается простой заменой  $I$  на  $S_i$ . Поскольку яркость  $I$ , степень поляризации  $p$ , степень эллиптичности  $q$  и угол  $\psi_0$  поворота плоскости преимущественной поляризации связаны с  $S_i$  соотношениями]

$$I = S_1, \quad p = \frac{\sqrt{S_2^2 + S_3^2}}{S_1}, \quad q = \frac{S_4}{S_1}, \quad \operatorname{tg} 2\psi_0 = \frac{S_3}{S_2}, \quad (95)$$

постольку формулы (92) и (93) дают возможность отдельно определять поляризацию однократно и двукратно рассеянного света в функции высоты  $\bar{H}$ , а формулы (78), (79), (90) — первый столбец матрицы рассеяния<sup>3, 20, 206</sup> воздуха на высоте  $\bar{H}$ .

В заключение заметим, что использование результатов § 8 позволяет также предложить несколько способов определения высоты эффективной тени Земли  $\bar{H}$  или величины  $\bar{y}$  по сопоставлению зависимостей величины  $G(\xi)$  при разных  $z$ , но одинаковых  $\xi$  или  $G(H)$  при разных  $z$ , но одинаковых  $H$ .

Проведенный выше анализ показал, что большинство сумеречных явлений находит себе количественное объяснение в рамках учета только однократного рассеяния света, причем вторичное рассеяние играет роль существенной, но поддающейся учету поправки.

Вместе с тем он показал, что при обеспечении необходимого состава и объема информации о яркости и поляризации сумеречного неба представляется возможным с достаточной степенью надежности извлекать из нее ряд важных сведений о состоянии и строении высоких слоев атмосферы в интервале высот примерно от 20 до 120 км. Тем самым имеется возможность изучения не только «климата», но и «погоды» высоких слоев атмосферы путем измерений, осуществляемых с земной поверхности. При этом достоверность и точность получаемых данных практически не уступает тому, что достижимо при современных методах ракетного зондирования. Это делает актуальным создание широко раскинутой по земному шару сети регулярно работающей службы сумерек, действующей по единой программе, а также непосредственное сопоставление данных сумеречного зондирования атмосферы с данными ракетного зондирования, получаемыми в том же географическом пункте и в то же время.

## ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. См., например. Ф. Розенбергер, История физики, ч. I, М.—Л., ОНТИ, 1933.
2. Bezold, Pogg. Ann. 123, 240 (1863).
3. Г. В. Розенберг, УФН 71 (2), 173 (1960).
4. В. Г. Фесенков, Тр. Гл. Российской астрофиз. обсерватории 2, 7 (1923).
5. П. П. Феофилов, Изв. АН СССР, сер. геогр. и геофиз. 6, 290 (1942).
6. Н. Б. Диварь, Изв. АН СССР, сер. геогр. и геофиз. 3 (3), 242 (1949).
7. W. Brunnner, Publ. d. Eidgenössischen Sternwarte in Zürich, Bd. 6, 1935.
8. В. В. Шаронов, Таблицы для расчета природной освещенности и видимости, М., Изд-во АН СССР, 1945.
9. P. Kälaja, Die Zeiten von Sonnenscheinen, Dämmerung und Dunkelheit in verschiedenen Breiten, Helsinki, 1958.
10. В. В. Шаронов, ДАН СССР 42, 310 (1947); Труды юбилейной научной сессии ЛГУ, 1948, стр. 47.
11. H. Kimball, Moth. Wether Rev. 42, 650 (1914); 44, 12, 614 (1916); Trans. Illumin. Eng. Soc. Cleveland, 1961.
12. F. Schmidt, Sirius 55, 95 (1921); 56, 1 (1922).
13. K. Kahler, Meteorol. Zs. 44, 212 (1927).
14. Н. Н. Калитин, Gerl. Beitr. Geophys. 25 (1930).
15. И. Н. Ярославцев, Ж. геофиз. 3 (2), 222 (1933); Gerl. Beitr. Geophys. 29 (1931).
16. A. Ljunghall, The Intensity of Twilight and Its Connection with the Density of the Atmosphere, Meddelande Från Lunds Astronom. Observ., Sec. 11, No. 175, Hälsingborg, 1949.
17. Н. Н. Калитин, Метеор. и гидр., № 11, 93 (1940).
18. И. Н. Ярославцев, J. Geophys. and Meteor. 5 (1), 1 (1928); 6 (2), 143 (1929).
19. F. Schembor, Gerl. Beitr. Geophys. 28, 279 (1930).
20. P. Grunner und H. Kleinert, Die Dämmerungserscheinungen, Hamburg, 1927.
21. J. M. Pertner, F. M. Exner, Meteorologische Optik, Wien, 1910.
22. П. Броунов, Атмосферная оптика, М., Гостехиздат, 1924.
23. Н. И. Кучеров, Изв. АН СССР, сер. геогр. и геофиз. 11 (6), 465 (1947).
24. М. Миннарт, Свет и цвет в природе, М., Физматгиз, 1958.
25. А. Д. Заморский, в сб. «Актинометрия и атмосферная оптика», М., Гидрометеониздат, 1961, стр. 107.
26. Ю. С. Георгиевский, А. З. Дривинг, Н. В. Золотавина, Г. В. Розенберг, Е. М. Фейгельсон, В. С. Хазанов, Прожекторный луч в атмосфере. Под общей редакцией проф. Г. В. Розенберга, М., Изд-во АН СССР, 1960.
27. C. Dorn, Himmelschelligkeit, Himmelspolarisation und Sonnenintensität in Davos 1911 bis 1918. Veröffentl. d. Preuss. Meteorolog. Inst., No. 303, 1919.
28. Bauer, Donjon, Langevin, Compt. rend. 178, 2115 (1924).
29. J. Dufay, Bull. Observ. Lyons 10, No. 9 (1928).
30. R. J. Rayleigh, Proc. Roy. Soc. A124 (795), 395 (1929).
31. В. Г. Фесенков, Астрофиз. ж. 7 (2), 100 (1930).
32. F. Schembor, Gerl. Beitr. Geophys. 29, 69 (1931).
33. K. Graff, Sitz. Ber. Acad. Wiss. Wien 140 (11a), 513 (1931).
34. K. Graff, Sitz. Ber. Acad. Wiss. Wien 141 (11a), 509 (1932).
35. K. Graff, Sitz. Ber. Acad. Wiss. Wien 141 (11a), 509 (1932).
36. W. M. Smart, Mont. Not. Roy. Astron. Soc. 93 (6), 441 (1933).
37. В. Г. Фесенков, Изв. АН СССР, ОМОН, 1501 (1934).
38. F. Link, J. Observateurs 17, 161 (1934).
39. Н. М. Штауде, Фотометрические наблюдения сумерек как метод изучения верхней стратосферы, Тр. Комиссии по изучению стратосферы при АН СССР, т. I, 1936.
40. В. И. Черняев, и М. Ф. Вукс, ДАН СССР 14, 77 (1937).
41. Wirz, Ann. Hydrogr. 63, 66, 170, 442 (1935); 64, 33, 473 (1936); 65, 130, 269 (1937).
42. W. Smosarsky, Gerl. Beitr. Geophys. 50, 252 (1937).
43. F. Schmidt, Meteorol. Zs. 54, 10 (1937).
44. R. Grandmontagne, Compt. rend. 207, (26), 1436 (1938).
45. E. O. Hulburt J. Opt. Soc. Amer. 28 (7), 227 (1938).
46. А. В. Миронов, Изв. АН СССР, сер. геогр. и геофиз., № 6, 843 (1940).

47. И. А. Хвостиков, Е. Н. Магид и А. А. Шубин, Изв. АН СССР, сер. геогр. и геофиз., № 5 (1940).
48. R. Grandmontagne, Ann. de phys. 16, 253 (1941).
49. Г. В. Розенберг, ДАН СССР 36 (9), 288 (1942).
50. Г. В. Розенберг, Особенности поляризации света, рассеянного атмосферой в условиях сумеречного освещения, Диссертация (Москва, 1946 г.).
51. F. Link, Meteorol. Zs. 61, 87 (1944).
52. F. Link, Compt. rend. 222, 333 (1946).
53. Т. Г. Мегрелишвили, ДАН СССР 53 (2), 127 (1946).
54. Н. М. Штауде, Изв. АН Казах. ССР, сер. астроном. и физ., № 2, 108 (1946).
55. Н. М. Штауде, ДАН СССР 55 (1), 27 (1947).
56. Н. М. Копылов, Meteorol. и гидрол., № 2, 3 (1947).
57. Т. Г. Мегрелишвили, Бюлл. Абастуманской астрофиз. обсерв., № 9, 1 (1948).
58. G. Vaucouleurs, Compt. rend. 232 (4) 342 (1951).
59. E. V. Ashburn, J. Geophys. Res. 57 (1), 85 (1952).
60. Коопен, Локк, Ракер, Скольник, Тousey and Hulburt, J. Opt. Soc. Amer. 42, 352 (1952).
61. Н. Б. Дивари, Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 1, 79 (1952).
62. M. W. Chip lonkar and J. D. Ranade, Proc. Ind. Acad. Sci. A18, 121 (1953).
63. Е. Д. Шолохова и М. С. Фриш, ДАН СССР 105 (6), 1213 (1956).
64. R. V. Karandikar, J. Opt. Soc. Amer. 45 (5), 389 (1955).
65. Т. Г. Мегрелишвили, Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 8, 976 (1956).
66. I. Zacharov, Bull. Astr. Inst. Czechosl. 8 (26), 135 (1956).
67. J. V. Dave and K. R. Romanathan, Proc. Ind. Acad. Sci. A43 (12), 67 (1956).
68. E. K. Bigg, Nature 177 (4498), 77 (1956); J. Meteorol. 13 (3), 262 (1956).
69. Т. Г. Мегрелишвили, ДАН СССР 116 (5), 766 (1957).
70. Н. Б. Дивари, ДАН СССР 112 (2), 217 (1957).
71. M. Gadsden, J. Atm. Terr. Phys. 10 (3), 176 (1957).
72. Т. Г. Мегрелишвили, Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 4, 560 (1958).
73. Н. Б. Дивари, ДАН СССР 122 (5), 795 (1958).
74. F. Link, L. Neužil et I. Zacharov, Astron. Inst. Czechosl. Acad. Sci., Publ. No. 38, 1958.
75. О. Д. Бартецева, А. Н. Боярова, Тр. ГГО, вып. 100, 133 (1960).
76. К. Я. Кондратьев, О. А. Зигель, Вестн. ЛГУ, № 10, сер. физ. и хим., вып. 2, 45 (1960).
77. А. Х. Дарчия, Изв. ГАО АН СССР, № 165 (1960).
78. Т. Г. Мегрелишвили, сб. «Актинометрия и атмосферная оптика», М., Гидрометеониздат, 1961, стр. 105.
79. А. Я. Дривинг, Г. В. Розенберг, Н. К. Турикова, там же, стр. 104.
80. G. Dietze, Доклад на Всесоюзном метеорологическом совещании, Ленинград, 1961.
81. F. Volz and R. M. Goody, Twilight Intensity of 20° Elevation, Blue Hill Meteorolog. Observ. Scient. Rep. No. 1, on Contract AF-10-604 (4546), Harvard University, 1960.
82. F. E. Volz and R. M. Goody, The Intensity of Twolight and Upper Atmospheric Dust, J. Atmosph. Sci. 19 (5), 385 (1962).
83. W. Smosarsky, Gerl. Beitr. Geophys. 48, 213 (1936).
84. Н. М. Штауде, Изв. АН СССР, сер. геогр. и геофиз., 13 (4), 307 (1949).
85. О. Б. Васильев, Труды VI Совещания по серебристым облакам, Рига, 1961, стр. 35.
86. Г. В. Розенберг, в сб. «Актинометрия и атмосферная оптика», Л., Гидрометеониздат, 1961, стр. 105.
87. Chauruis, Compt. rend. 91, 522 (1880).
88. J. Gauzit, Ann. de phys. 4, 460 (1935).
89. E. O. Hulburt, J. Opt. Soc. Amer. 43 (2), 113 (1953).
90. J. Dufay et J. Gauzit, Ann. d'astrophys. 9, 135 (1946).
91. К. Я. Кондратьев, Лучистая энергия Солнца, Ленинград, 1954.
92. V. M. Slipher, Mon. Not. Roy. Astr. Soc. 93, 666 (1933).
93. H. Garrigue, Compt. rend. 202, 1807 (1936).
94. G. Courtes, Compt. rend. 231, 62 (1950); M. Dufay, Compt. rend. 233, 413 (1953); Ann. de phys. 8, 813 (1953).
95. A. B. Meinel, Repts. Progr. Phys. 14, 21 (1951).

96. P. Berthier, *Compt. rend.* 236, 1808 (1953); *Ann. Geophys.* 12, 113 (1956).
97. A. V. Jones, *Nature* 178, 276 (1956).
98. J. Delannoy and G. Weill, *Compt. rend.* 247, 806 (1958).
99. J. W. Chamberlain, *Ann. Geophys.* 14 (2), 196 (1958).
100. И. А. Хвостиков, *Свечение ночного неба*. М., Изд-во АН СССР, 1948.
101. J. Bricard et A. Kastler, *Ann. Geophys.* 1 (1), 1 (1944).
102. J. Blamont et A. Kastler, *Ann. Geophys.* 7 (2), 73 (1951).
103. D. M. Hunten, *J. Atm. Terr. Phys.* 5, 44 (1954).
104. D. H. Hunten and G. G. Shepherd, *J. Atm. Terr. Phys.* 5 (1954).
105. T. M. Donahue and R. Resnick, *Phys. Rev.* 98(6), 1622 (1956).
106. T. M. Donahue and A. Foderare, *J. Geophys. Res.* 60 (1), 75 (1955).
107. J. E. Blamont, T. M., Donahue and Stull, *Ann. Geophys.* 14 (3), 253 (1958).
108. J. E. Blamont, T. M. Donahue and W. Weber, *Ann. Geophys.* 14(3), 282 (1958).
109. J. W. Chamberlain, *J. Atm. Terr. Phys.* 9, 75 (1956).
110. J. W. Chamberlain and B. J. Negaard, *J. Atm. Terr. Phys.* 9, 169 (1956).
111. D. M. Hunten, *J. Atm. Terr. Phys.* 9 (4), 179 (1956).
112. J. W. Chamberlain, D. M. Hunten and J. E. Mack, *J. Atm. Terr. Phys.* 12 (2), 153 (1958).
113. J. C. Brandt and J. W. Chamberlain, *J. Atm. Terr. Phys.* 13, 90 (1958).
114. T. M. Donahue and D. M. Hunten, *J. Atm. Terr. Phys.* 14, 165 (1958).
115. E. A. Lyttle and D. M. Hunten, *J. Atm. Terr. Phys.* 16, 236 (1959).
116. H. N. Rundle, D. M. Hunten and J. W. Chamberlain, *J. Atm. Terr. Phys.* 17, 205 (1960).
117. D. M. Hunten, *J. Atm. Terr. Phys.* 17, 295 (1960).
118. T. M. Donahue and J. E. Blamont, *Симпозиум по аэронамии*, Копенгаген, 1960.
119. S. V. Venkateswaran, J. S. Moore, A. T. Krueger, *J. Geophys. Res.* 66 (6), 1751.
120. См., например, Н. А. Прокофьева, *Атмосферный озон*, М., Изд-во АН СССР, 1951.
121. F. W. P. Götz, *Gerl. Beitr. Geophys.* 31, 119 (1931).
122. С. Ф. Родионов, Е. Н. Павлова, Н. И. Ступников, *ДАН СССР* 19, 53 (1938).
123. C. Dorn, *Physik d. Sonnen- und Himmelstrahlung*, Braunschweig, 1919.
124. F. Roggenkamp, *Meteorolog. Zs.* 50, 111 (1933).
125. Knopf, *Beitr. Phys. frei. Atmosph.* 8, 57 (1919).
126. A. Wegener, *Optik d. Atmosphäre*, Miller-Poulllets Lehrbucn d. Phys., Bd. 5, *Physik d. Erde*, Braunschweig, 1928.
127. Ch. Jensen, *Gerl. Beitr. Geophys.* 35, 166 (1932).
128. Ch. Jensen, *Meteorol. Zs.* 54, 90 (1937).
129. F. Busch und Ch. Jensen, *Tatsachen und Theorien der atmosphärischen Polarisation*, 1911.
130. Ch. Jensen, *Himmelstrahlung, Handb. d. Physik*, 1928.
131. Z. Sekera, *Advances Geophys* 3 (4), 43, (1956).
132. Г. В. Розенберг, *Изв. АН СССР, сер. геогр. и геофиз.* 13, 154 (1949).
133. И. А. Хвостиков и А. И. Севченко, *ДАН СССР* 4 (8), 347 (1936).
134. И. А. Хвостиков, *УФН* 19, 49 (1938).
135. В. М. Бовшверов, А. В. Миронов, И. М. Михайлин, В. М. Морозов, З. Л. Понизовский, С. П. Соколов и И. А. Хвостиков, *Изв. АН СССР, сер. геогр. и геофиз.*, № 5, 657 (1940).
136. З. Л. Понизовский и Г. В. Розенберг, *ДАН СССР* 37, 249 (1942).
137. Г. В. Розенберг, *Тр. Геофизич. ин-та АН СССР*, № 12 (139), 35 (1948).
138. R. Robbley, *Ann. d. geophys.* 6 (3), 191 (1950).
139. P. Grunner, *Beitr. z. Phys. frei. Atmosph.* 8, 120 (1919).
140. F. Link, *Compt. rend.* 196, 251 (1933).
141. F. Link, *Compt. rend.* 199, 303 (1934).
142. F. Link, *J. Observateurs* 17, 41 (1934).
143. F. Link, *Mem. Inst. Nat. Meteorol. Pologne*, No. 5, 55 (1935).
144. J. Sweer, *J. Opt. Soc. Amer.* 28, 327 (1938).



145. F. Link, Z. Sekera, Publ. Pražské statni Hvězdárny 14, 1 (1940).
146. F. Link, Mitteilungen und Beobachtungen d. Tschechischen Astron. Ges., Praha, No. 6, 1 (1941).
147. F. Link, Publ. Pražské statni Hvězdárny 18, 1 (1947).
148. В. Г. Фесенков, Астроном. ж. 32 (3), 265 (1955).
149. В. Г. Фесенков, ДАН СССР 101 (5), 845 (1955).
150. В. Г. Фесенков, Астроном. ж. 36 (2), 201 (1952).
151. Lugeon, Tables scerpusculaires, Warszawa, 1934, стр. 438.
152. Г. В. Розенберг, Изв. АН СССР, сер. геогр. и геофиз. 13(5), 383 (1949).
153. К. У. Аллен, Астрофизические величины, М., ИЛ, 1960.
154. Н. М. Штауде, Изв. АН Казах. ССР, № 32, сер. астроном. и физ., вып. 2, 22 (1946).
155. Н. М. Штауде, Изв. научн. ин-та им. Лесгафта 15, вып. 1 и 2 (1929).
156. F. Link, L. Neuzil, Publ. Astron. Inst. Czechosl. 9(1), 28 (1957).
157. Г. В. Розенберг, ДАН СССР 145 (4), 775 (1962).
158. D. O. Connell, Endeavour 20 (79), 131 (1961).
159. Г. В. Розенберг, ДАН СССР 145 (6), 1269 (1962).
160. Г. П. Гушин, Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 8, 1113 (1962).
161. С. Ф. Родионов, Изв. АН СССР, сер. географ. и геофиз. 14(4), 334 (1950).
162. С. Ф. Родионов, Е. Н. Павлова, Е. В. Рдултовская, Н. Т. Рейнов, Изв. АН СССР, сер. географ. и геофиз., № 4, 135 (1942).
163. Е. А. Полякова, Труды ГГО, № 19, 185 (1950).
164. J. Dufaу, Compt. rend. 222, 691 (1947).
165. Е. А. Полякова, Изв. АН СССР, сер. географ. и геофиз. 3(3), 247 (1949).
166. D. Deirmendjian, Arch. Meteorol. Geophys. Biokl 6, 452 (1956).
167. Н. М. Штауде, Изв. АН Казах. ССР, сер. астроном. и физ., № 2, 97 (1946).
168. Н. М. Штауде, Изв. АН СССР, сер. геогр. и геофиз. 11(4), 349 (1947).
169. В. Г. Фесенков, Тр. Всесоюзной конференции по изучению стратосферы при АН СССР, т. 1, 1936.
170. Н. М. Штауде, там же.
171. F. Link, Compt. rend. 200, 78 (1935).
172. F. Link, Meteorol. Zs. 59(1), 7 (1942).
173. F. Link, Bull. Astron. Inst. Czechosl. 1(9), 135 (1949).
174. F. Link, Mem. Soc. Roy. Sci. Liege 12(1—2), 151, 155 (1952).
175. R. P. Gruner, Ergebn. d. kosm. Phys. 3, 113 (1938); Gerl. Beitr. Geophys. 46, 202 (1935); 50, 143 (1937); 51, 174 (1937).
176. J. Lambert, Photometrie (1760), Zweites Heft, Teil III, IV, V (Ostwald's Klassiker, No. 3, Leipzig, 1892), стр. 96—112.
177. C. Ramon, Molecular Scattering of Light, 1922.
178. В. Л. Гинзбург и Н. Н. Соболев, ДАН СССР 40(6), 316 (1943).
179. Г. В. Розенберг, И. А. Хвостиков и Ф. Ф. Юдалевич, ДАН СССР 59(7), (1948).
180. Н. М. Штауде, Изв. АН СССР, сер. геогр. и геофиз. 12(5), 387 (1948); ДАН СССР 59(7), 1281 (1958); ДАН СССР 64(6) (1949).
181. Ф. Ф. Юдалевич, ДАН СССР 75(6), (1950); Изв. АН СССР, сер. географ. и геофиз., № 6 (1950).
182. Ф. Ф. Юдалевич, ДАН СССР 55(8), (1947).
183. R. Robley, Ann. Geophys. 8, 1 (1952).
184. J. V. Dave, Proc. Ind. Acad. Sci. 43 (1956).
185. T. Sato, Sci. Rep. Tohoku Univ., Ser. 5, Geophys. 3(3), 114 (1951); J. Meteorol. Soc. Japan 30(1), 1 (1952); J. Meteorol. Soc. 39(3) (1961).
186. Ф. Ф. Юдалевич, Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 8, 1199 (1961).
187. В. Г. Фесенков, Астроном. ж. 33(5), 708 (1956).
188. Ф. Ф. Юдалевич, Изв. АН СССР, сер. геофизич., № 7, 862 (1956).
189. J. L. Soret, Ann. chim. et phys. 503 (1888); Arch. Sci. phys. et nature 20, 439 (1958).
190. F. Ahlgrim m. Jahrb. d. Hamburg. Wiss. Austalten 32 (1914).
191. И. Н. Тихановский, Phys. Zs. 28, 252 (1927).
192. С. Чандрасекар, Перенос лучистой энергии, М., ИЛ, 1953.
193. В. В. Соболев, Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет, М., Гостехиздат, 1956.
194. Е. С. Кузнецов, Изв. АН СССР, сер. географ. и геофиз. 9(3), 204 (1945).
195. Е. М. Фейгельсон, М. С. Малкевич, С. Я. Коган, В. С. Агрошенико и др., Расчет яркости света в атмосфере при анизотропном рассеянии, М., Изд-во АН СССР, ч. I, 1958, ч. II, 1961.

196. К. С. Ш и ф р и н и Н. П. П я т о в с к а я, Таблицы наклонной дальности видимости и яркости дневного неба, Л., Гидрометеиздат, 1959.
  197. M. S. C h a n d r a s e k h a r and D. E l b e r t, Trans. Amer. Phyl. Soc. 44, 643 (1958).
  198. K. L. C o u l s o n, J. V. D a v e, Z. S e k e r a, Tables Related to Radiation Emerging from a Planetary Atmosphere with Reiligh Scattering, Univ. of California, 1960.
  199. С. И. С и в к о в, в сб. «Актинометрия и атмосферная оптика». М., Гидрометеиздат, 1961.
  200. Г. В. Р о з е н б е р г, УФН 69(1), 57 (1959).
  201. В. Г. Ф е с е н к о в, в сб. «Рассеяние и поляризация света в атмосфере», Алма-Ата, 1962, стр. 214.
  202. Т. Г. М е г р е л и ш в и л и и И. А. Х в о с т и к о в, ДАН СССР 59(7), 1283 (1948).
  203. В. Л. Г и н з б у р г, ДАН СССР 38(9), 251 (1942).
  204. Г. К а л м а н, в сб. «Проблемы современной физики», № 4 (1954).
  205. B r a s e w e l l, JOSA 45, 873 (1955), Austral. J. Phys. 7, 615 (1954).
  206. Г. В. Р о з е н б е р г, УФН 56(1), 77 (1955).
  207. Н. Б. Д и в а р и, в сб. 201, стр. 188.
-