

551.51+535.32

**ОПТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ АТМОСФЕРНОГО АЭРОЗОЛЯ***Г. В. Розенберг***СОДЕРЖАНИЕ**

1. Введение . . . . .	159
2. Некоторые сведения об атмосферном аэрозоле . . . . .	162
3. Теория оптических свойств аэрозоля . . . . .	168
4. Оптические методы исследования атмосферы как часть общей проблемы кос- венных измерений . . . . .	175
5. Оптические свойства аэрозоля и микрофизика дисперсной фазы . . . . .	182
6. Аэрозольная структура атмосферы и вертикальный ход коэффициента рас- сеяния . . . . .	193
Цитируемая литература . . . . .	203

**1. ВВЕДЕНИЕ**

Поразительные успехи, с первых же шагов сопутствовавшие теории молекулярного рассеяния света, на многие десятилетия завороживали умы не только физиков, но и геофизиков и в значительной мере предопределили направления исследований по атмосферной оптике. Трудрами ее создателей основным выводам теории были приданы покоряющая физическая ясность и сравнительная математическая простота — обстоятельства немаловажные, когда необходимо ориентироваться в сложных сплетениях различных эффектов и осуществлять не только качественные оценки, но и количественные расчеты.

Первым пробным камнем теории, как известно, стало рассеяние солнечного света атмосферой Земли. Неплохое полуколичественное совпадение спектральных и поляризационных характеристик поступающего от небосвода света с теоретическими ожиданиями справедливо было расценено современниками как триумф теории. И хотя сопоставления с данными наблюдений сразу же выявили и весьма серьезные отступления от ее предсказаний (подробнее см. <sup>1</sup>), постепенно укрепилось ошибочное представление, что эти сопоставления якобы можно рассматривать как убедительные доказательства и того, что за рассеяние света земной атмосферой в основном ответственна ее газовая компонента.

В действительности, однако, атмосферный воздух представляет собой аэрозоль и рассеяние света его дисперсной фазой, т. е. взвешенными в воздухе инородными частицами, играет в оптике атмосферы немаловажную роль. Это обстоятельство было хорошо известно еще до работ Рэлея и до опытов Тиндаля, с именем которого заведомо ложная традиция связывает открытие рассеяния света малыми частицами (см. <sup>1</sup>). Но как только речь заходила о рассеянии света на частицах, размеры которых сопоставимы или велики по сравнению с длиной световой волны, место простой и стройной теории Рэлея занимала громоздкая и существенно ограниченная в своих возможностях теория дифракции на объемных телах <sup>2,3</sup>.

Столкновение с необходимостью оперировать плохо сходящимися рядами, имеющими сложную и трудно поддающуюся качественному анализу структуру, сразу же сковывало теоретическую мысль и уводило ее на путь сильных идеализаций. К этому следует добавить разнообразие форм, размеров и природы витающих в воздухе частиц, ограниченность сведений об их реальных физических характеристиках и крайнюю чувствительность закономерностей рассеяния света ко всем перечисленным факторам<sup>2, 3</sup>. Наконец, технические трудности осуществления экспериментов по рассеянию света в реальной атмосфере и по созданию аэрозолей в лабораторных условиях до чрезвычайности ограничивали состав и объем информации о действительных оптических свойствах атмосферного воздуха. В частности, развитая еще в середине сороковых годов матричная теория переноса излучения<sup>4-7</sup> не могла быть применена к аэрозольной атмосфере ввиду полного отсутствия, вплоть до последнего времени, каких бы то ни было сведений о поведении компонент матрицы рассеяния света атмосферным воздухом<sup>1, 8, 9</sup>.

Все это создавало неодолимую до недавнего времени пропасть между теорией рассеяния света малыми частицами и теорией распространения (переноса) излучения в рассеивающей среде, с одной стороны, и экспериментальными исследованиями этих явлений, особенно в условиях реальной атмосферы, — с другой. К выводам теории обращались преимущественно для качественных иллюстраций, количественный же анализ неизбежно велся с позиций предположения о молекулярном характере рассеяния.

Это настолько вошло в обиход, что сама необходимость учета рассеяния света дисперсной фазой вне облаков и туманов многим стала казаться сомнительной, особенно если речь шла о ясной погоде или о больших высотах. Четверть века назад ни у кого, в частности, не вызывало серьезных сомнений, что за пределами тропосферы дисперсная компонента вообще отсутствует и рассеяние носит чисто молекулярный характер. По мере проникновения исследователей в стратосферу границу очищения воздуха от пыли приходилось отодвигать все выше, но само представление об очищении воздуха с высотой продолжало господствовать. Оно сохранено во многих работах вплоть до последних лет, особенно когда речь идет о попытках построения схематизированной оптической модели атмосферы (см., например,<sup>10-17</sup> и др.).

Таким, в общих чертах, представлялось положение к концу пятидесятих годов. Более подробно оно обрисовано автором в обзоре<sup>1</sup>, а также в обзорных главах монографий<sup>8, 9</sup>. Последнее десятилетие внесло в эту картину радикальные изменения. Использование новейшей техники эксперимента и современных летательных аппаратов, реализация комплексных целенаправленных программ, имеющих характер полноценного физического эксперимента, широкое применение вычислительных машин и развитие теории оптического зондирования атмосферы — все это открыло доступ к новым источникам информации и позволило во многом преодолеть существовавший разрыв между теорией и экспериментом. Рассеяние света стало превращаться в мощное средство исследования атмосферного аэрозоля и процессов его преобразования.

В результате наши взгляды на характер дисперсной фазы атмосферного воздуха, на ее оптические свойства и на аэрозольную структуру атмосферы, а также на характер протекания в атмосфере конденсационных явлений в ряде отношений существенно изменились. Эти изменения и станут основной темой настоящего обзора, являющегося прямым продолжением опубликованного 8 лет назад обзора<sup>1</sup>. Так же как и в<sup>1</sup>, мы не станем претендовать ни на полноту освещения вопроса, ни на исчер-

панность литературных ссылок. Внимание будет сосредоточено лишь на некоторых, наиболее дискуссионных аспектах проблемы и преимущественно сквозь призму результатов, полученных в последнее время под руководством автора в Институте физики атмосферы АН СССР (ИФА).

Но изменились не только наши представления об атмосферном аэрозоле. Существенно иными стали и наши взгляды на роль дисперсной фазы атмосферного воздуха в погодообразующих процессах и на ее связь с человеческой деятельностью. Эта сторона вопроса, существенная для понимания целенаправленности исследований, лежит за пределами темы обзора, и нам придется ограничиться лишь несколькими замечаниями.

Перенос и преобразование дисперсной фазы атмосферного аэрозоля (например, в результате конденсационного процесса) влекут за собой крайнюю изменчивость оптического состояния атмосферы в зависимости от метеорологической обстановки и служат основными причинами этой изменчивости. Так, коэффициент рассеяния воздуха в видимой области спектра меняется примерно от  $10^{-2}$  км<sup>-1</sup> для едва заметных дымок до  $10^4$  км<sup>-1</sup> для чрезвычайно густых туманов, т. е. в миллион раз. Это дает основание говорить об оптической погоде (т. е. совокупности оптических характеристик атмосферного воздуха при данном ее состоянии) и об оптическом климате (т. е. совокупности статистических закономерностей изменчивости оптической погоды) и порождает необходимость исследования роли дисперсной фазы атмосферного воздуха в ходе погодообразующих процессов.

При этом обнаруживается, что оптическая погода предопределяет не только условия распространения света и переноса изображения в атмосфере, но и оказывает решающее влияние на ее радиационный режим, а тем самым и на радиационный теплообмен. Чтобы оценить масштабы этого влияния, достаточно вспомнить о роли облаков в регулировании теплообмена между атмосферой, подстилающей поверхностью и космосом (см., например, <sup>18, 19</sup>). При этом неизбежное кратное рассеяние света существенно изменяет его поглощение как дисперсной, так и газовой фазой <sup>19-21</sup>, в сильной зависимости от степени дисперсности аэрозоля <sup>20</sup>. В последнее время стали появляться прямые экспериментальные и теоретические указания на важную роль дисперсной фазы в радиационном теплообмене и при отсутствии облаков и туманов, т. е. в ясную погоду <sup>22-26</sup> (непосредственные свидетельства этому были получены недавно в нашей лаборатории как из самолетных (В. Д. Оппенгейм и Г. П. Фарапонова), так из спутниковых (М. С. Малкевич, А. К. Городецкий) экспериментов), а также в процессе возникновения облаков — у их границ <sup>20</sup>. Наконец, в термодинамике атмосферы весьма существенна роль конденсационных процессов, непосредственно связанных с судьбой дисперсной фазы атмосферного аэрозоля.

Таким образом, дисперсная фаза все отчетливее выступает как один из основных регуляторов погодообразующего процесса <sup>235</sup>. Однако состояние атмосферного аэрозоля не только влияет на этот процесс, но и целиком определяется его ходом. Иными словами, связь между оптическим состоянием атмосферы и происходящими в ней термодинамическими процессами оказывается самой тесной, но опосредствованной, и в роли посредника выступает наиболее изменчивая и наименее изученная компонента воздуха — взвешенные в нем инородные включения. Более того, этот посредник обеспечивает, как выясняется, возникновение важнейшего механизма обратной связи между развитием метеорологических процессов (включая трансформацию граничных условий) и явлениями радиационного теплообмена, служащими единственным источником энергии этих процессов.

При оценке значимости этого механизма следует (помимо его важности для прогнозирования погоды) иметь в виду два обстоятельства. Во-первых, даже сравнительно ничтожные изменения радиационного баланса планеты в целом неизбежно влекут за собой катастрофические изменения ее климата, т. е. условий нашего существования. Так, радиационный баланс раскаленной атмосферы Венеры отличается от современного баланса Земли всего на несколько процентов; еще меньшие изменения (но в другую сторону) достаточны, чтобы безвозвратно покрыть Земной шар толстым ледяным щитом. Суммарное же энерговыделение всех имеющихся в распоряжении человечества установок уже начинает приближаться к пределу их климатической ощутимости, и дальнейшее развитие энергетики скоро станет невозможным без эффективных мер охраны климата.

Во-вторых, естественным вариациям состояния атмосферного аэрозоля сопутствуют весьма сильные нарушения радиационного баланса, которые уравниваются лишь в среднем по всему земному шару и за достаточно длительные периоды. За последние десятилетия человеческая деятельность становится важным (в геофизических масштабах) источником образования аэрозоля, что уже в сильной мере сказывается, например, в условиях больших городов (или даже целых районов)<sup>27-31</sup>, а также на больших высотах, где приобретает значение загрязнение воздуха продуктами сгорания ракетного топлива (библиографию см.<sup>32-34</sup>). Имеются основания полагать, что этот антропогенный аэрозоль уже оказывает заметное влияние на трансформацию климата. С одной стороны, это также требует разработки мер по охране климата, а с другой — открывает известные возможности для использования искусственного аэрозоля в целях такой охраны (вспомним, например, охрану садов от вымерзания путем окутывания их дымом). Упомянем, наконец, об обширном круге весьма актуальных проблем социальной медицины, сельского хозяйства, геологии и целого ряда других отраслей науки и народного хозяйства, нуждающихся в знании свойств атмосферного аэрозоля<sup>27-30</sup>.

Поэтому изучение оптических свойств атмосферного аэрозоля в их зависимости от его микроструктуры, а также исследование зависимости микроструктуры аэрозоля от метеорологической обстановки выступают как важнейшие задачи современной физики атмосферы.

Объективным показателем важности этой проблемы служит стремительный рост количества исследований, посвящаемых ей во всех странах мира. Общая картина наших знаний в этой области на рубеже шестидесятих годов представлена в превосходных монографиях<sup>27-30</sup>, а также в удивительно старомодной, не во всем достоверной, но содержательной монографии<sup>31</sup>, к которым мы и отсылаем читателя, но с существенной оговоркой. В ряде случаев авторы этих монографий, говоря о свойствах аэрозоля, опираются на результаты оптических исследований. Как будет видно из дальнейшего, многие из этих результатов ныне следует считать недостоверными или, во всяком случае, требующими критического пересмотра ввиду выявленных за истекшее время особенностей задачи об извлечении микрофизической информации о дисперсной фазе на основе сведений об ее оптических свойствах.

Для удобства читателей мы предварили наш обзор кратким извлечением из названных монографий<sup>27-31</sup>.

## 2. НЕКОТОРЫЕ СВЕДЕНИЯ ОБ АТМОСФЕРНОМ АЭРОЗОЛЕ

Вещества, введенные в атмосферный воздух в жидкокапельной фазе или в виде твердых частиц, по массе образуют лишь малую примесь к атмосферному воздуху, как это видно из табл. 1. Их роль определяется, с одной стороны, тем, что они выступают в качестве ядер конденсации или сублимации водяного пара, а также в качестве

активного адсорбента и катализатора, и, с другой стороны, их исключительно высокой оптической активностью, что делает, в частности, рассеяние света весьма чувствительным индикатором хода конденсационных явлений. Так, в слабых дымках оптически

Таблица I

Содержание малых примесей в приземных слоях атмосферного воздуха

Название	Количество	
	мкг/м <sup>3</sup>	мг/г
Аргон . . . . .	$1,6 \cdot 10^7$	$9,3 \cdot 10^3$
Неон . . . . .	$1,6 \cdot 10^4$	1,8
Гелий . . . . .	$9,2 \cdot 10^2$	5,2
Криптон . . . . .	$4,1 \cdot 10^3$	1,1
Ксенон . . . . .	$5 \cdot 10^2$	$8,6 \cdot 10^{-2}$
Озон . . . . .	$0-10^2$	$0-5 \cdot 10^{-2}$
Водород . . . . .	36-90	0,4-1,0
Углекислый газ . . . . .	$(4 \div 8) \cdot 10^5$	$(2 \div 4) \cdot 10^2$
Оксид углерода . . . . .	$(1 \div 20) \cdot 10^1$	$(1 \div 20) \cdot 10^{-2}$
Метан . . . . .	$(8,5 \div 11) \cdot 10^2$	1,2-1,5
Формальдегид . . . . .	0-16	$0-10^{-2}$
Закись азота . . . . .	$(5 \div 12) \cdot 10^2$	$(2,5 \div 6) \cdot 10^{-1}$
Двуокись азота . . . . .	0-6	$(0 \div 3) \cdot 10^{-3}$
Аммиак . . . . .	0-15	$(0 \div 2) \cdot 10^{-2}$
Сернистый газ . . . . .	0-50	$(0 \div 20) \cdot 10^{-3}$
Сероводород . . . . .	3-30	$(2 \div 20) \cdot 10^{-3}$
Хлор . . . . .	1-5	$(1 \div 15) \cdot 10^{-4}$
Йод . . . . .	$(5 \div 50) \cdot 10^{-2}$	$(4 \div 40) \cdot 10^{-6}$
Водяной пар . . . . .	$3 \cdot 10^4-3 \cdot 10^7$	$4 \cdot 10-4 \cdot 10^3$
Капельная вода:		
а) вне облаков и туманов . . . . .	0-10 <sup>4</sup>	0-10
б) в облаках и туманах . . . . .	$10^4-10^7$	$10^0-10^3$
Твердые частицы, взвешенные в воздухе	$10^0-10^3$	$10^{-3}-10^0$

ощутимы по изменению различных оптических свойств воздуха изменения концентрации мелкодисперсной фазы на  $10^{-15} - 10^{-16}$  г/см<sup>3</sup> (т. е.  $10^{-3} - 10^{-4}$  мкг/м<sup>3</sup>) или появление одной частицы радиусом 5-10 мкм на несколько десятков литров воздуха.

Согласно имеющим весьма серьезные основания рекомендациям Х. Юнге<sup>27</sup>, принято выделять три диапазона размеров взвешенных в воздухе инородных частиц (табл. II).

Таблица II

Диапазон	Радиус частиц, см
Высокодисперсный, или «ядра Айткена» . . . . .	$10^{-7}-10^{-5}$
Среднедисперсный, или «большие частицы» . . . . .	$10^{-5}-10^{-4}$
Грубодисперсный, или «гигантские частицы» . . . . .	$10^{-4}$

Поскольку размер частиц существенно меняется в ходе конденсации, сублимации или испарения водяного пара, при анализе аэрозольного состояния воздуха необходимо, во-первых, разделить твердой фракции дисперсной фазы на растворимую и нерастворимую (нередко встречаются также нерастворимые частицы с растворимой оболочкой) и, во-вторых, отчетливое различение трех состояний атмосферной влаги:

а) Состояние насыщения, когда относительная влажность  $w \approx 100\%$  и внешние условия определяют не размер капелек, а скорость их роста. При этом в качестве ядер

конденсации могут выступать как большие, так и гигантские частицы, твердые (растворимые и нерастворимые) и жидкие, ядра же Айткена не могут служить ядрами конденсации ввиду недостаточности пересыщения водяного пара. Как видно из рис. 1, заимствованного из <sup>28</sup>, при встречающихся в реальных условиях малых пересыщениях размеры капелек в этом состоянии должны превышать по крайней мере несколько мкм.

б) *Равновесно-растворное состояние*, при котором жидкокапельная фаза образуется в результате абсорбции атмосферной влаги взвешенными в воздухе частицами растворимых солей, причем размеры капелек определяются условием, чтобы образующий их раствор имел концентрацию, равновесную при данной относительной влажности воздуха. Это состояние

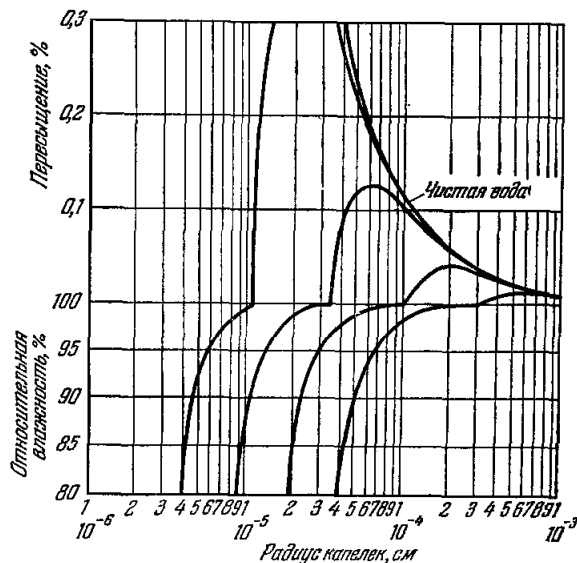


Рис. 1. Равновесная относительная влажность (или пересыщение) в зависимости от радиуса для капель раствора, образующихся при растворении частиц хлористого калия различного размера.

реализуется в интервале относительных влажностей  $w_{кр} \leq w \leq 100\%$ , где  $w_{кр} \approx 70-80\%$  — критическое значение  $w$ , начиная с которого данная соль абсорбирует растворяющую ее атмосферную влагу. Равновесный размер капели в этом состоянии зависит не только от  $w$ , но и от массы солевого ядра, как это показано на рис. 1. Нерастворимые твердые частицы не могут служить при таких влажностях ядрами конденсации.

в) *До конденсационное состояние*, когда  $w < w_{кр}$  и частицы растворимых солей также исключаются из конденсационного процесса. В этом состоянии ассимиляция влаги дисперсной фазой обеспечивается не конденсацией в прямом смысле этого слова, а иными механизмами: абсорбцией, хемсорбцией и т. п.

Ниже мы увидим, что этим трем состояниям отвечают совершенно различные типы аэрозольных образований. К сожалению, в большинстве работ (особенно оптических), посвя-

щенных исследованию дисперсной фазы атмосферного воздуха (см. <sup>27-31</sup>), эти три состояния не различаются, что ведет к запутыванию картины и мистификации результатов. В частности, это относится ко многим работам по исследованию распределения частиц по размерам.

Рассматривая результаты этих исследований, следует иметь также в виду, что различные диапазоны приходится изучать разными методами <sup>27-31</sup> и что лишь немногие из методов дают представление о дисперсной фазе *in situ*. В большинстве же случаев факт измерения связан с изменением состояния дисперсной фазы вплоть до полного ее обезвоживания. Поэтому, когда речь идет об оптических свойствах атмосферного аэрозоля, использование данных исследования его состояния другими методами требует осторожности. В частности, данные, получаемые при помощи импакторных ловушек или электронного микроскопа, заведомо относятся лишь к твердой фракции (включая твердую основу ядер конденсации) и не характеризуют состояния аэрозоля.

Примеры осредненных распределений суммарного объема, занимаемого твердой фазой, по радиусам составляющих эту фазу частиц приведены на рис. 2. По оси ординат отложена спектральная плотность распределения  $dv/d \lg a$ , где  $a$  — радиус частицы и  $v$  — суммарный объем заключенных в  $1 \text{ см}^3$  воздуха частиц с радиусами, меньшими  $a$  (при  $a \rightarrow \infty$   $v$  приобретает смысл фактора заполнения). Видно, что основной вклад в объем твердой фазы вносят большие и гигантские частицы, на долю же ядер Айткена приходится не более 10—20% суммарного объема. В морских условиях содержание ядер Айткена и больших частиц уменьшается примерно на два порядка <sup>27-31</sup>.

Верхний предел распределения частиц по размерам обусловлен процессами седиментации, ограничивающими время пребывания частиц во взвешенном состоянии. Это ограничение начинает особо остро ощущаться при  $a \gtrsim 10 \text{ мкм}$  (пыльца боль-

шинства растений и частицы лёссовых отложений имеют примерно эти размеры). При  $a \geq 20$  мкм скорость седimentации становится столь большой, что такие частицы практически не встречаются в спокойном воздухе. Только в облаках, где имеются мощные восходящие потоки, верхняя граница распределения отодвигается примерно до 80–100 мкм. В дождях распределение капель по размерам охватывает интервал примерно от 0,1 мм при слабой мороси до 3 мм при сильных ливнях.

Нижний предел распределения частиц по размерам определяется в основном двумя механизмами — коагуляцией, ведущей к росту частиц (и тем быстрее, чем они меньше), и механизмом образования новых частиц. Что касается коагуляции, то вне облаков и туманов время существования частиц менее  $10^{-6}$  с измеряется часами, но частицы диапазона  $10^{-6}$  —  $10^{-5}$  с могут сохраняться в атмосфере дни и недели. В облаках же и туманах время их жизни сокращается до немногих минут.

Механизм образования ядер Айткена почти не изучен, так же как и их химическая природа. В литературе обсуждаются, как возможные, три типа процессов: конденса-

ция и коагуляция летучих веществ с высокой температурой кипения (например, при образовании дымов), реакции между малыми газовыми примесями, в том числе под воздействием облучения (скажем, реакции образования серной кислоты или хлористого аммония) и внедрение частиц в атмосферу с поверхности Земли или из космоса.

В настоящее время накоплено много данных, свидетельствующих о земном (и преимущественно материковом) происхождении ядер Айткена. Есть серьезные указания на то, что они образуются непосредственно в воздухе, главным образом в его приземном слое, и нередко в результате человеческой деятельности. Гипотезы о том, что ядра Айткена являются продуктом разрушения почвы или разбрызгивания водной поверхности, представляются сомнительными<sup>27–31</sup>.

Нижняя граница размеров ядер Айткена располагается около  $a \approx 4 \times 10^{-7}$  мкм. На рис. 3 приведены типичные спектры распределения ядер Айткена по размерам и отдельно той их части, которая несет электрические заряды<sup>27</sup>. Следует обратить внимание на характерную для ядер Айткена линейчатость спектра, не нашедшую пока себе объяснения, а также на сильную корреляцию между различными фрак-

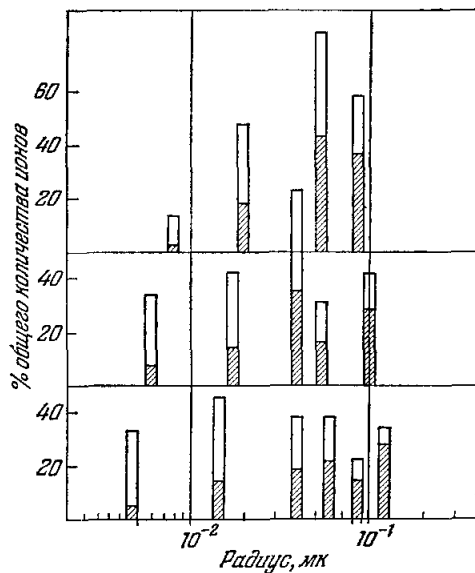


Рис. 3. Примеры спектров распределения ядер Айткена (полная высота столбиков) и их ионизированной фракции (затрихованная часть) по размерам<sup>27</sup>.

изменчивость этого спектра и отсутствием корреляции между различными фрак-

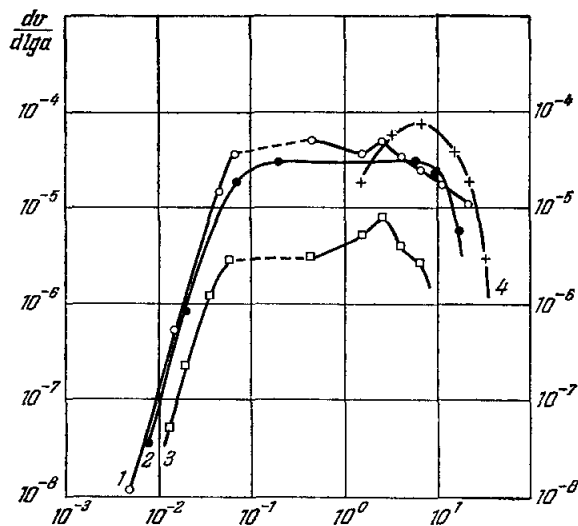


Рис. 2. Спектральное распределение суммарного объема твердой фракции аэрозоля по размерам образующих его частиц.

1 — Франкфурт-на-Майне, 2 — Альпы (высота 3000 м); 3 — предложенная Юнге модель распределения частиц по размерам; 4 — над поверхностью моря.

концентрации ядер Айткена подвержены

сильным колебаниям и характеризуются примерно следующими числами (частиц в  $1 \text{ см}^3$ ):

промышленный город	— $(5 \div 40) \cdot 10^4$ ,
город	— $(5 \div 100) \cdot 10^3$ ,
сельская местность	— $(1 \div 70) \cdot 10^3$ ,
острова	— $(5 \div 500) \cdot 10^2$ ,
открытый океан	— $(8 \div 50) \cdot 10^2$ ,
горы на высоте 500—1000 м	— $(1 \div 40) \cdot 10^3$ ,
» » » 1000—2000 м	— $(4 \div 100) \cdot 10^2$ ,
» » » > 2000 м	— $(2 \div 50) \cdot 10^2$ .

Отмечается сравнительно слабое вымывание ядер Айткена осадками, а также частицами облаков и туманов. В основном вымыванию подвержены большие и гигантские частицы, которые, следовательно, и играют главную роль в образовании грубодисперсных водяных капель<sup>27-30</sup>.

Как большие, так и гигантские частицы сухой фракции атмосферного аэрозоля преимущественно представляют собой продукты разрушения почвы и кристаллики солей (в том числе океанического происхождения). В меньшей мере к ним принадлежат продукты сгорания и производственные отходы (главным образом в промышленных центрах), а также продукты вулканической деятельности и, наконец, споры и пыльца растений<sup>27-31</sup>.

Многочисленные измерения, как самого Х. Юнге, так и многих других авторов<sup>27-31</sup>, показали, что осреднение по многим реализациям и последующее сглаживание (стилизация) экспериментально наблюдаемых распределений частиц сухой фракции атмосферного аэрозоля в среднедисперсном и грубодисперсном диапазонах неизменно приводят к предложенной Х. Юнге зависимости

$$\frac{dN}{d \lg a} = C a^{-v}, \quad (1)$$

где  $v$  варьирует в пределах примерно от 2 до 5 в зависимости от географических и метеорологических условий, высоты, сезона и т. п. Примеры подобных распределений приведены на рис. 4. Концентрации частиц в этих диапазонах размеров обычно лежат в пределах нескольких десятков или сотен больших частиц и не более чем нескольких гигантских частиц в  $1 \text{ см}^3$ .

К диапазонам больших и гигантских частиц принадлежат также продукты конденсации влаги. Вне облаков и туманов распределение по размерам жидкокапельной фракции аэрозоля практически не исследовано, главным образом в виду технических трудностей осуществления эксперимента (особо сложные измерения в диапазоне 0,1—0,5 мкм). При этом, учитывая разную скорость роста частиц различного размера и изменения природы ядер конденсации с изменением их размеров, не следует ожидать, что спектр конденсированной фазы будет воспроизводить спектр ядер конденсации. Значительно больше данных о спектрах распределения частиц по размерам в облаках, туманах и осадках. Здесь осреднение по большому числу реализаций и последующая стилизация приводят к сглаженным распределениям, хорошо аппроксимируемым предложенным К. С. Шифриным четырехпараметрическим распределением

$$\frac{dN}{d \lg a} = A a^{\mu} e^{-\beta a^{\nu}}, \quad (2)$$

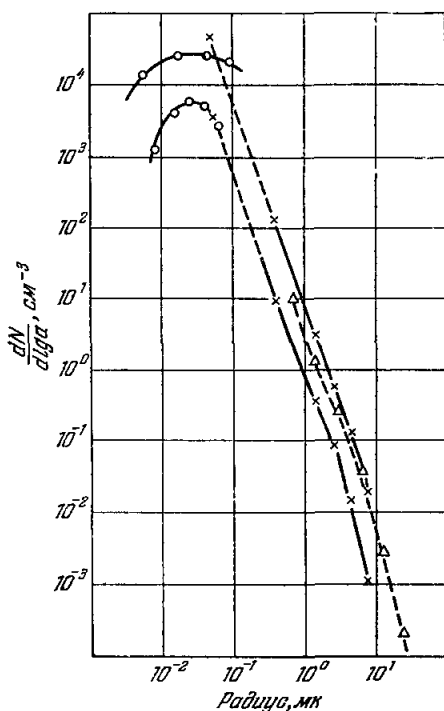


Рис. 4. Примеры распределений сухих частиц по размерам (в области ядер Айткена спектр искусственно сглажен).

денсации влаги. Вне облаков и туманов распределение по размерам жидкокапельной фракции аэрозоля практически не исследовано, главным образом в виду технических трудностей осуществления эксперимента (особо сложные измерения в диапазоне 0,1—0,5 мкм). При этом, учитывая разную скорость роста частиц различного размера и изменения природы ядер конденсации с изменением их размеров, не следует ожидать, что спектр конденсированной фазы будет воспроизводить спектр ядер конденсации.

Значительно больше данных о спектрах распределения частиц по размерам в облаках, туманах и осадках. Здесь осреднение по большому числу реализаций и последующая стилизация приводят к сглаженным распределениям, хорошо аппроксимируемым предложенным К. С. Шифриным четырехпараметрическим распределением



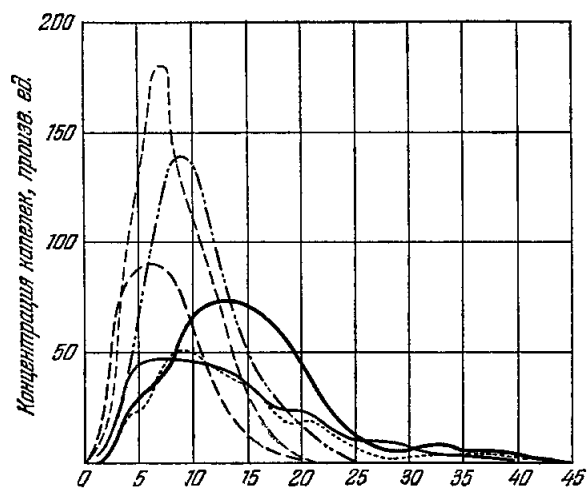


Рис. 5. Сглаженные распределения капель по размерам в облаках различных типов.

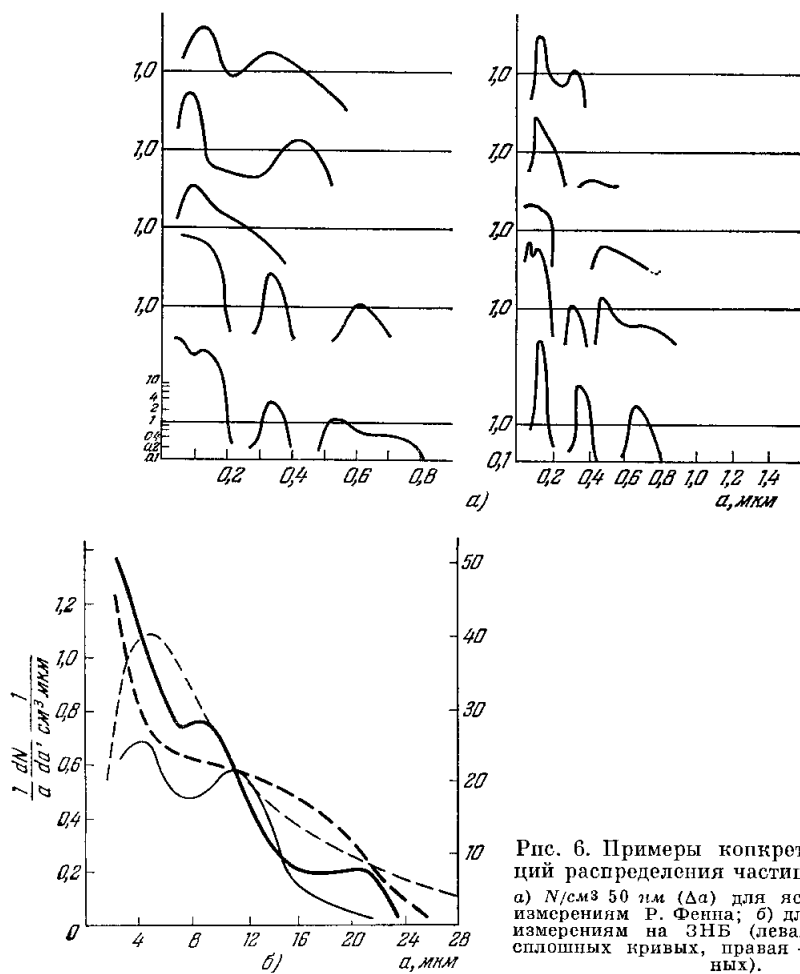


Рис. 6. Примеры конкретных реализаций распределения частиц по размерам: а)  $N/\text{см}^3$  50 нм ( $\Delta a$ ) для ясной погоды — по измерениям Р. Фенна; б) для туманов — по измерениям на ЗНБ (левая шкала — для сплошных кривых, правая — для пунктирных).

где  $A$ ,  $\mu$ ,  $\beta$  и  $\gamma$  — подгоночные параметры, зависящие от типа облаков или осадков (в том числе от их водности<sup>35</sup>; рис. 5). Общая концентрация капель в облаках и туманах составляет обычно от 10 до 500 см<sup>-3</sup>.

Следует, однако, иметь в виду, что подобные осредненные стилизованные распределения отражают свойства реальных распределений лишь в самых общих чертах. Для конкретных реализаций характерны весьма существенные отступления от подобных сглаженных закономерностей, как это видно из рис. 6. Распределения, подобные полученным Р. Фенном<sup>36</sup> в пустынных районах США (рис. 6, а), неоднократно наблюдались и другими авторами, например К. Бульрихом и сотрудниками на Гавайских островах<sup>37</sup> и Дж. Шедловским и И. Блайфордом на высоте 9 км над Колорадо<sup>38</sup>. Более того, даже после осреднения по многим реализациям для данного типа образований, как правило, сохраняются некоторые отклонения от плавного хода кривых распределения (скажем, бимодальные распределения для некоторых типов туманов). Исчезновение этих отклонений свидетельствует обычно либо о смешении нескольких различных типов образований, что, как правило, ведет к затупевыванию основных закономерностей, либо об искусственной стилизации кривых для удобства их математической аппроксимации.

В связи с этим, нам кажется, заслуживает особого внимания факт, обнаруженный Ю. С. Георгиевским при анализе данных измерений распределения по размерам сухих частиц грубодисперсной фракции аэрозоля на Звенигородской научной базе (ЗНБ) ИФА. Оказалось, что концентрации частиц различных размеров коррелируют лишь в пределах примерно двукратного изменения их радиуса и не коррелируют за пределами этого интервала. Представляется, что это свидетельствует, с одной стороны, о независимом происхождении и независимой судьбе различных фракций сухой основы аэрозоля и, с другой стороны, о том, что закономерности типа распределения Юнге могут рассматриваться только как очень далеко идущие аппроксимации в среднем (ниже мы увидим, что подобное же положение имеет место и для закономерностей высотного хода концентрации аэрозоля), но не отражают сущности реальных процессов. Добавим, что аналогичные результаты получены на ЗНБ Ю. С. Любовцевой и для жидкокапельной фазы туманов, но с тем отличием, что здесь обнаруживается отчетливая антикорреляция числа частиц в диапазонах 1—5 мкм и 8—12 мкм, что выявляет генетическую общность этих диапазонов.

### 3. ТЕОРИЯ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ АЭРОЗОЛЯ

В основе теории оптических свойств аэрозоля лежит представление о нем как о совокупности независимо рассеивающих частиц различных размеров. Как показали исследования последних лет<sup>39-44</sup>, а также выполненный автором анализ электродинамического содержания фотометрических величин, такое представление справедливо в рамках лучевой оптики при масштабах осреднения по времени и пространству, существенно превышающих время и площадь когерентности поля рассеянного света. При очень малых углах рассеяния  $\varphi$  время когерентности по порядку величины близко к  $2\lambda/uf$  ( $\lambda$  — длина световой волны,  $u$  — скорость броуновского движения частиц) и может достигать нескольких секунд. При не слишком малых  $\varphi$  время когерентности быстро убывает до величин порядка  $\lambda/u \ll 1$  и представление о независимости рассеяния различными частицами оказывается строго оправданным.

Если аппроксимировать рассеивающие частицы сферами или эллипсоидами (однородными или слоистыми), образованными из вещества с известными показателями преломления  $n$  и поглощения  $\kappa$ , то задача расчета их оптических свойств сводится к использованию теории Лява — Ми. Завершением начального этапа развития этой теории стала известная монография К. С. Шифрина<sup>2</sup>, вышедшая в 1951 г. Новый этап развития теории связан с применением электронных вычислительных машин, позволивших осуществить широкое табулирование численных решений и их последующий качественный анализ. К настоящему времени мы располагаем уже весьма обширной и непрестанно возрастающей коллекцией таблиц (в первую очередь<sup>45-52</sup>), позволяющих без особого труда ответить на основные вопросы, относящиеся к влиянию оптических параметров частицы на ее оптические свойства. Подробную библиографию можно найти в<sup>3, 53</sup>.

Общий анализ оптических свойств малых частиц сферической, эллипсоидальной и цилиндрической формы содержится в монографии<sup>3</sup>. Обобщение теории Лява — Ми на случай рассеяния сферическими частицами неоднородных плоских волн дано в<sup>54</sup>, а на случай рассеяния парой взаимооблучающих частиц — в<sup>55</sup>. Поскольку конденсация нередко происходит на нерастворимых частицах, существенно было исследовать рассеяние на водяных каплях с ядром из другого вещества<sup>56–58</sup>. Рядом авторов, на основе анализа численных решений и структуры теории, предложены более или менее эффективные аппроксимационные формулы (см. <sup>3, 59, 60</sup>). В частности, широкое применение получило так называемое «приближение мягких частиц», соответствующее условию  $|n - ik - 1| \ll 1$ <sup>3</sup>. Немало работ было посвящено экспериментальной проверке теории в микроволновом диапазоне при помощи моделей из полимеров (библиографию за последние годы см. в <sup>32–34</sup>).

Отсылая читателя за подробностями к этому обширному циклу исследований, заслуживающему специального разбора, остановимся только на некоторых, особо важных для дальнейшего моментах.

Вероятности рассеяния и поглощения света частицей удобно характеризовать так называемыми факторами эффективности  $Q_i$ , определяемыми как отношение поперечного сечения для соответствующего ( $i$ -го) процесса к геометрическому поперечному сечению частицы. Согласно теории Лява — Ми, эти факторы зависят только от безразмерного радиуса частицы  $\rho = 2\pi a/\lambda$  и показателей преломления и поглощения образующего ее вещества. Соответственно объемные коэффициенты поглощения ( $\alpha$ ) и рассеяния ( $\sigma$ ) света средой, в которой взвешены частицы данного радиуса, равны произведению фактора эффективности ( $Q_\alpha$  или  $Q_\sigma$ ) для одной частицы на величину, равную  $3\pi v/2\rho\lambda$ , где  $v$  — суммарный объем частиц в единице объема среды (так называемый фактор заполнения). Если величины  $\sigma$  (или  $Q_\sigma$ ) характеризуют в основном эффекты замутнения воздуха дисперсной фазой, то величины  $\alpha$  (или  $Q_\alpha$ ) определяют непосредственную роль этой фазы в радиационном теплообмене.

На рис. 7 показаны зависимости  $Q_\alpha$  и  $Q_\sigma$  от величины  $\kappa$  для трех значений  $\rho$ , заимствованные из<sup>57</sup>. При  $\kappa\rho \leq 0,1$  (т. е. пока ослабление луча, пронизывающего каплю, не превышает 10–20%) поглощение света веществом капли практически не влияет на  $Q_\sigma$ , а  $Q_\alpha$  пропорционально  $\kappa$ , причем коэффициент пропорциональности сильно зависит от  $\rho$ . Суть в том, что эффективность поглощения света каплей определяется не только величиной  $\kappa$ , но и эффективностью проникновения внешнего электрического поля внутрь капли. Те же факторы будут влиять, скажем, на выход фотолуминесценции или на мощность комбинационного рассеяния дисперсной фазой. Это дает возможность, с одной стороны, заменить трудноосуществимые измерения  $Q_\alpha$  измерениями других величин, а также использовать эти измерения для получения информации о распределении частиц по размерам.

При  $\kappa\rho \geq 0,1$  увеличение  $\kappa$  начинает уже существенно сказываться на величине коэффициентов Френеля, вследствие чего возрастает отражение света частицей (т. е.  $Q_\sigma$ ) и быстро убывает проникающее в нее поле (т. е.  $Q_\alpha$ ). Это особенно наглядно проступает, если обратиться к поведению относительной вероятности захвата частицей фотона в акте его рассеяния, т. е. к величине  $B = Q_\alpha/(Q_\alpha + Q_\sigma) = \alpha/(\alpha + \sigma)$  (рис. 8, а).

Кривые, приведенные на рис. 8, рассчитаны автором<sup>61</sup> по данным<sup>51</sup> и<sup>52</sup>. На рис. 8, б следует обратить внимание на монотонное убывание  $B$  с ростом  $\rho$  при малых  $\rho$  ( $B \sim \kappa/\rho^3$ ), существование минимума при  $\rho$  порядка нескольких единиц (в зависимости от  $n$ ), затем примерно линейное возрастание  $B$  с увеличением  $\rho$  ( $B \sim \kappa\rho$ )<sup>62</sup> и, наконец, независимость  $B$

от  $\rho$  ( $B \leq 1/2$ ) при  $\kappa\rho \gg 1$ . Качественно такими же оказываются зависимости  $B$  от  $\rho$  и при других  $\kappa$ . Таким образом, изменение размеров частицы существенно сказывается на вероятности захвата ею фотонов, а тем самым и на ее роли в радиационном теплообмене. Как достаточно большие ( $\kappa\rho \gg 1$ ), так и достаточно малые ( $\rho \leq 2-3$ ) частицы оказываются весьма активными в этом отношении, тогда как частицы, принадлежащие к среднеландисперсному диапазону, практически в радиационном теплообмене не участвуют. Учет этого обстоятельства существен также при определении скорости радиационного нагрева и испарения водяных капель (см. <sup>63</sup>).

Рис. 9 иллюстрирует влияние на  $Q_\alpha$ ,  $Q_\sigma$  и фактор эффективности экстинкции  $Q_e = Q_\alpha + Q_\sigma$  как размера  $\rho$  водяных частиц,

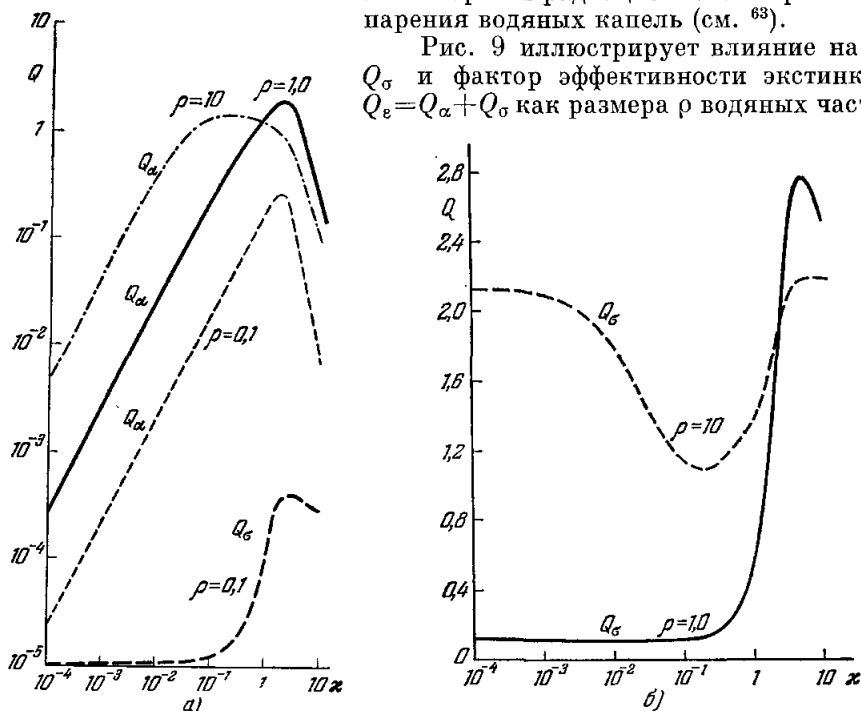


Рис. 7. Зависимости  $Q_\alpha$  и  $Q_\sigma$  от  $\kappa$  для  $\rho = 0,1; 1,0$  и  $10$  ( $n = 1,33$ ).

так и присутствия в ее центре сильно поглощающей сферы ( $n = 1,59, \kappa = 0,66$ ) с безразмерным радиусом  $\rho' = \rho/c$  по расчетам Р. Фенна и Х. Осера <sup>58</sup>. Присутствие такого нерастворимого ядра существенно меняет практически все оптические характеристики капли (например, исчезают радуги). Однако если ограничиться рассмотрением только факторов эффективности, присутствие ядра имитирует изменение показателей преломления и поглощения вещества капли. В частности, это ставит под сомнение методы измерения постоянных  $n$  и  $\kappa$  вещества атмосферного аэрозоля, использованные К. Бульрихом и сотрудниками <sup>64, 65</sup>.

После экспериментального обнаружения в 1957 г. автором этих строк и его сотрудниками эллиптичности поляризации света, рассеянного аэрозолем <sup>66</sup>, и установления <sup>8</sup> сильной зависимости компонент  $f_{ih}$  нормированной матрицы  $\hat{f}$  рассеяния света аэрозолем от угла рассеяния и от метеорологических условий (о матрице рассеяния см. <sup>1, 3, 8, 9</sup> или подробнее <sup>67</sup>) возникла необходимость теоретического расчета всех компонент матрицы в зависимости от параметров рассеивающей частицы.

Общий характер матрицы  $\hat{f}(\varphi)$  рассеяния света для сферических частиц был установлен еще в сороковые годы независимо автором

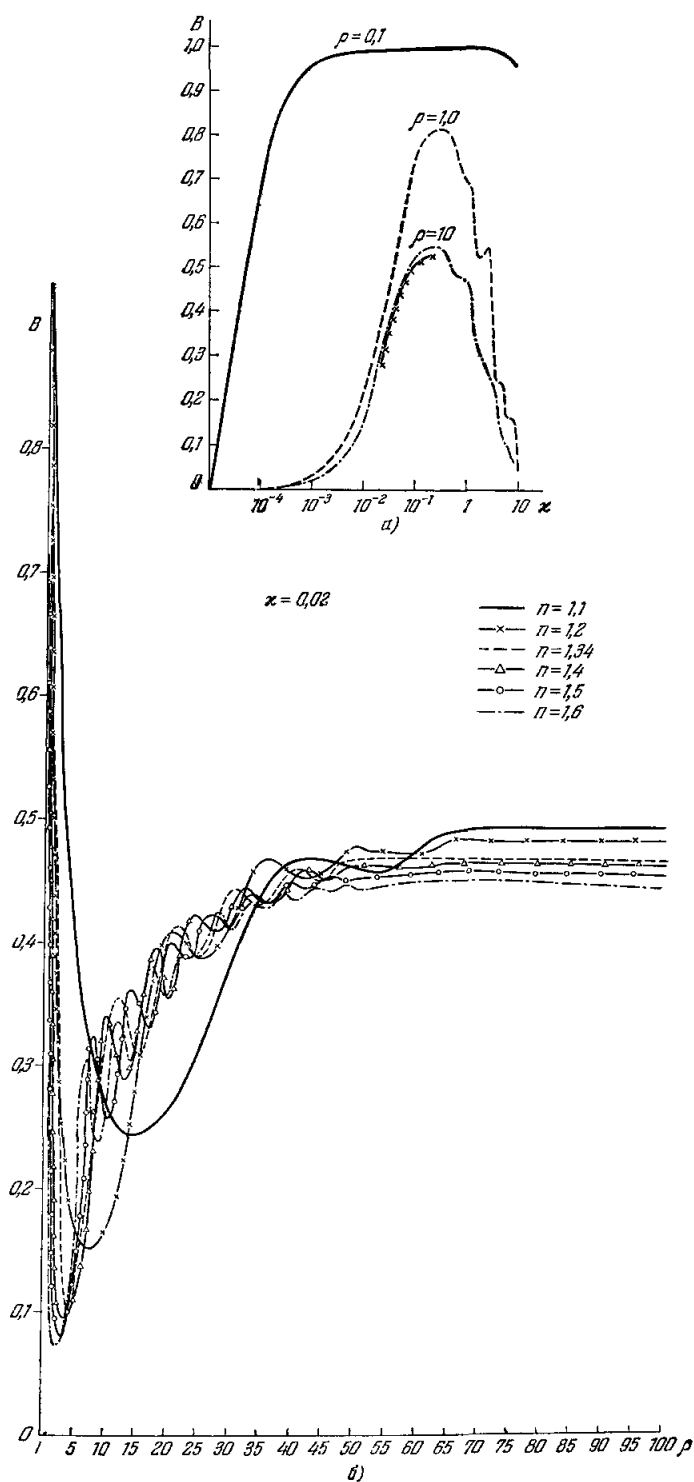


Рис. 8. а) Зависимости  $B$  от  $x$  для разных  $\rho$  по данным <sup>52</sup> и <sup>51</sup> (крестики) ( $n=1,33$ ). б) Зависимости  $B$  от  $\rho$  при  $x=0,02$  и разных  $n$  по данным <sup>51</sup>.

и Ф. Терреном (см. <sup>1, 3, 62</sup>), а именно:

$$\hat{f}(\varphi) = f_{11}(\varphi) \begin{pmatrix} 1 & \hat{f}_{12}(\varphi) & 0 & 0 \\ \tilde{f}_{12}(\varphi) & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \tilde{f}_{33}(\varphi) & \tilde{f}_{43}(\varphi) \\ 0 & 0 & -\tilde{f}_{43}(\varphi) & \tilde{f}_{33}(\varphi) \end{pmatrix}, \quad (3)$$

где  $\tilde{f}_{ik} = f_{ik}/f_{11}$  — компонента приведенной матрицы рассеяния. Для молекулярного рассеяния

$$f_{11}(\varphi) = \frac{3}{4+3d} (1 + \cos^2 \varphi + d), \quad \tilde{f}_{12}(\varphi) = -\frac{\sin^2 \varphi}{1 + \cos^2 \varphi + d},$$

$$\tilde{f}_{33}(\varphi) = \frac{2 \cos \varphi}{1 + \cos^2 \varphi + d}, \quad \tilde{f}_{43}(\varphi) = 0,$$

но

$$\tilde{f}_{22}(\varphi) = \frac{1 + \cos^2 \varphi}{1 + \cos^2 \varphi + d}$$

вместо  $\tilde{f}_{22} = 1$  для сферических частиц. Величина  $d$  учитывает деполяризацию света в результате асимметрии молекул (поправка Кабанна).

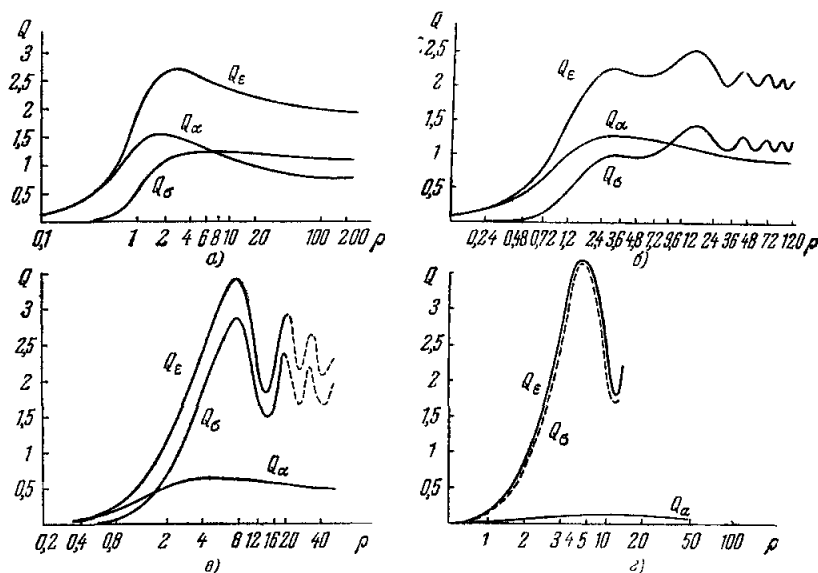


Рис. 9. Зависимости  $Q_\alpha$ ,  $Q_\sigma$  и  $Q_\epsilon = Q_\alpha + Q_\sigma$  от  $\rho$  для водяных частиц, в центре которых находится сильно поглощающая твердая сфера ( $n = 1,59$  и  $\kappa = 0,66$ ) с безразмерным радиусом  $\rho' = \rho/c$ .

а)  $c = 1$ ; б)  $c = 1,2$ , в)  $c = 2$ , г)  $c = 5$

Вообще отличие  $\tilde{f}_{22}$  от 1 свидетельствует об асимметрии хаотически ориентированных рассеивающих частиц, оптическая же анизотропия среды в целом сказывается в появлении новых компонент матрицы на месте нулей в формуле (3) <sup>3, 8, 9, 66, 67</sup>.

Впервые теоретический расчет компонент матрицы (3) был осуществлен приближенными методами для  $\rho \leq 1$  В. С. Малковой <sup>68</sup>. Попутно в этой работе было выяснено, что разработанный К. С. Шифриным <sup>2</sup> метод расчета матрицы рассеяния не на основе теории Лява — Ми, а путем

решения интегрального уравнения приводит к частично ошибочным результатам, а именно — к тождественному обращению в нуль  $\tilde{f}_{43}$  в любом приближении, возможно, из-за неудачной аппроксимации граничных условий.

Недавно К. С. Шифрин и И. Л. Зельманович<sup>61</sup> выполнили расчеты угловых зависимостей всех компонент матрицы (3) для широкого диапазона значений  $\rho$ ,  $n$  и  $\kappa$ . Результаты отдельных расчетов публиковались также в работах<sup>64, 69, 70</sup>. В качестве примера на рис. 10 приведены зависимости от угла рассеяния  $\varphi$  степени эллиптичности поляризации  $q$  света, рассеянного капельками воды различного размера (в данном случае  $q = \tilde{f}_{43}$ ), по вычислениям Г. И. Горчакова<sup>70</sup>. Однако объем выполненных расчетов здесь пока недостаточен для полноценного анализа поведения матрицы рассеяния. Особенно это относится к эллипсоидальным частицам, не говоря уже о частицах неправильной формы, для которых теоретические расчеты матрицы рассеяния вообще отсутствуют.

Наличие достаточно обширной коллекции таблиц оптических характеристик сферических частиц, а также возможность их легкого пополнения при помощи машинного счета или приближенных формул позволили поставить и другую задачу — о влиянии характера распределения частиц по размерам на оптические свойства полидисперсного аэрозоля. Отсюда возник обширнейший цикл работ многих авторов (см., например, <sup>64, 69, 71–88</sup>), посвященный расчетам всевозможных оптических характеристик аэрозоля при разнообразных распределениях частиц по размерам.

Если речь идет о сферических частицах, то оптические характеристики полидисперсного аэрозоля можно представить в виде совокупности соответствующих объемных коэффициентов

$$G_i(\lambda, \varphi) = \int Q_i(\lambda, \varphi, a) u(a) da, \quad (4)$$

где  $Q_i$  — факторы эффективности для единичной частицы и

$$u(a) = \pi a \frac{dN}{d \ln a}$$

— приведенная спектральная плотность распределения частиц по размерам. Отсылая за подробностями к названным работам, отметим только, что зависимости  $Q_i$  от  $\lambda$ ,  $\varphi$  и  $a$  имеют весьма капризный ход, ибо определяются в конечном счете спецификой интерференционных явлений в капле. Поэтому введение распределения частиц по размерам вносит радикальное успокоение в ход кривых и существенно сглаживает все зависимости.

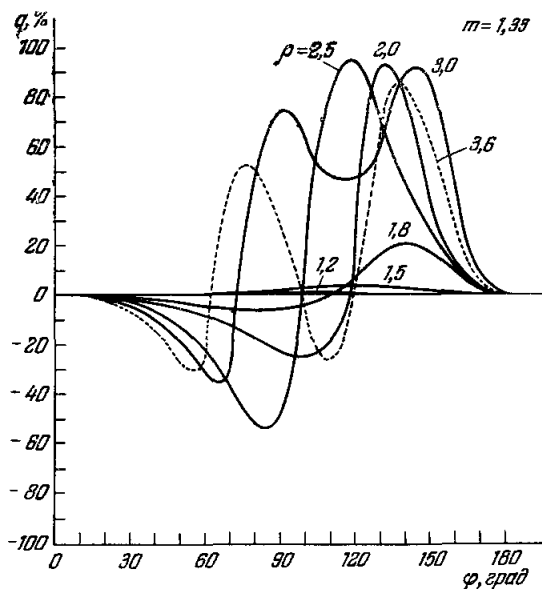


Рис. 10. Угловые зависимости степени эллиптичности поляризации рассеянного света от угла рассеяния  $\varphi$  для капель воды различного размера.

Если скоро  $Q_i(\lambda, \varphi, a)$  и  $u(a)$  заданы, определение  $G_i(\lambda, \varphi)$  сводится к прямому интегрированию, т. е. приобретает элементарную форму. К настоящему времени усилиями названных и ряда других авторов накоплена уже большая коллекция расчетов при помощи (4), образующая в совокупности разветвленный численный эксперимент, который позволяет составить достаточно отчетливое представление о влиянии различных параметров распределения и свойств рассеивающих частиц на оптические свойства полидисперсного аэрозоля. Тем самым трудности перенесены в иную плоскость — на вопрос о том, насколько избранные параметры отвечают действительности.

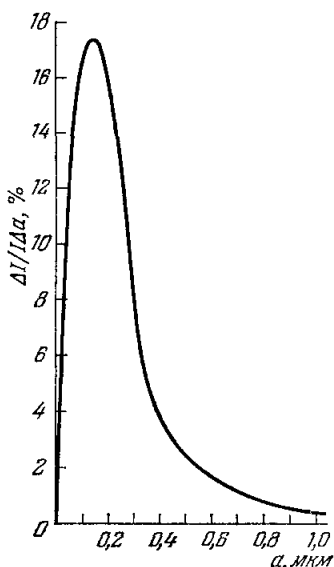


Рис. 11. Эффективность рассеяния света различными фракциями атмосферного аэрозоля при распределении Юнге для  $\varphi = 45^\circ$ .

Прямая проверка (4) возможна лишь для туманов и облаков, в которых присутствуют только водяные капли грубодисперсного диапазона, ибо только тогда можно с уверенностью применять теорию Лява — Ми для определения  $Q_i$  и непосредственно измерять  $u(a)$ . Такого рода проверка, выполнявшаяся рядом авторов (см., например, <sup>83</sup>), привела к удовлетворительному согласию, если пользоваться распределением  $u(a)$  для данной конкретной реализации. Использование же стилизованных распределений типа (2) приводит к существенным расхождениям.

Для дымок, когда рассеивающие частицы относятся к субмикронному диапазону, прямое измерение распределений частиц по размерам пока практически неосуществимо. Поэтому в литературе принято использовать для дымки распределение типа Юнге (см. (1)), которое относится к сухому остоу дисперсной фазы. При этом параметры распределения (величина  $v$ , верхняя и нижняя границы распределения) и постоянные  $n$  и  $k$  частиц остаются предметом произвольного выбора.

В связи с этим заметим, что, если дисперсная фаза сухая, т. е. к ней применимо распределение вида (1), частицы имеют неправильную форму и к ним неприменима теория Лява — Ми. Более того, эксперименты показывают, что совокупность хаотически ориентированных частиц неправильной формы никоим образом не моделируется в смысле оптических свойств никакой совокупностью сферических частиц, как это иногда полагают. Если же дисперсная фаза жидкокапельная, то к ней применима теория Лява — Ми, но неприменимо распределение (1). В этом убеждает, например, отмечаемое рядом авторов (скажем, <sup>87, 88</sup>) несоответствие действительности индикатрис рассеяния, вытекающих из (4) и (1) (подробнее см. раздел 5).

Мы уже отмечали, что наименее надежны данные о распределении частиц по размерам для диапазона 0,05—0,5 мкм и о природе частиц для диапазона ядер Айткена.

Вместе с тем оптически наиболее активен диапазон больших частиц, а с учетом роста концентрации частиц в дымках с уменьшением  $a$  — диапазон 0,1—0,3 мкм (рис. 11). Поэтому оптические методы исследования, не связанные к тому же с вмешательством в состояние аэрозоля, представляются ныне наиболее перспективными для изучения его микроструктуры в среднedisперсном диапазоне.



Итак, мы приходим к проблеме отыскания вида распределения частиц по размерам, а также оптических свойств самих частиц, на основании изучения оптических свойств реального полидисперсного аэрозоля. Задача эта является частным случаем более общей проблемы применения оптических методов для исследования свойств вещества и заслуживает самостоятельного обсуждения. Суть в том, что после некоторого периода надежд и увлечений здесь стали выясняться весьма серьезные трудности, почти нацело перечеркнувшие практически все полученные ранее этим методом результаты.

Трудности эти носят принципиальный характер, и только совсем недавно начали вырисовываться эффективные средства для их успешного преодоления.

#### 4. ОПТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ АТМОСФЕРЫ КАК ЧАСТЬ ОБЩЕЙ ПРОБЛЕМЫ КОСВЕННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

Отправным пунктом для любого оптического метода зондирования светорассеивающей среды, будь то звездная или планетная атмосфера, газосветная лампа или горсть порошка на лабораторном столе, служат те или иные экспериментальные сведения о спектральной, угловой или пространственной структуре светового поля в этой среде при известных условиях ее освещения (см., например, <sup>20, 90</sup>). Располагая, далее, знанием законов распространения (переноса) излучения в среде, мы, в принципе, можем извлечь из этой структуры сведения о феноменологических параметрах  $G_i$  среды как таковой — ее объемных коэффициентах поглощения и рассеяния, индикатрисе рассеяния и т. п. <sup>8, 9, 20, 91-94</sup>. Для этого необходимо обратиться к задаче о распространении света в среде, что в конечном счете приводит к необходимости решения интегрального уравнения вида <sup>20</sup>

$$\hat{P}(\lambda, \bar{r}, \bar{s}) = \int_0^\infty \hat{w}(\lambda, \bar{r}, \bar{s}, l) p(\lambda, l) dl, \quad (5)$$

где  $\hat{P}$  — экспериментально измеряемая матрица переноса, характеризующая вероятность попадания фотона с длиной волны  $\lambda$  в точку  $\bar{r}$  из направления  $\bar{s}$ ;  $\hat{w}$  — вероятность того, что фотон достигает этой точки в данном состоянии поляризации, пройдя путь  $l$ , при условии отсутствия поглощения, и  $p(\lambda, l)$  — вероятность того, что фотон пройдет путь  $l$ , избегнув поглощения.

Особенность этого уравнения состоит, в частности, в том, что и  $\hat{w}$  и  $p$  зависят от свойств среды только через ее феноменологические параметры  $G_i$ , причем матрица  $\hat{P}$  содержит всю доступную оптическим методам информацию об этих параметрах. Поэтому роль теории переноса сводится к определению вида зависимости  $\hat{w}$  и  $p$  от  $G_i$ , а целью эксперимента становится не только определение самих  $G_i$ , но и соответствующих данной реализации параметров зависимостей, связывающих  $G_i$  с  $\hat{w}$  и  $p$ . Это возможно только тогда, когда мы располагаем либо *системой* уравнений вида (5), т. е. когда эксперимент носит комплексный характер <sup>8, 9, 20, 91-96, 98</sup>, либо если ad hoc природе навязываются некоторые модельные требования. В природных условиях описанное положение усугубляется изменчивостью объекта исследования и вытекающей из нее необходимостью получения всего комплекса исходных данных одновременно, ибо реальная среда всегда заведомо будет сильно отличаться от любой

априорной модели и задачей исследования обычно становятся именно закономерности изменения параметров среды.

Далее, если рассматривать (5) как функциональную зависимость  $\hat{P}$  от  $G_i$ , то теория переноса излучения, ставшая в течение последней четверти века одним из важнейших разделов математической физики, затрагивает только прямую задачу — методы отыскания  $\hat{P}$  по заданным  $G_i$ . Решение обратной задачи, т. е. формулирование алгоритма для отыскания  $G_i$  по известным значениям  $\hat{P}$ , уже не относится собственно к теории переноса, а является предметом общей теории косвенных измерений, располагающей своими методами анализа. В этом, в частности, принципиальное отличие работ автора<sup>8, 9, 20</sup>, относящихся к проблеме решения обратных задач, от фундаментальных исследований, скажем, В. А. Амбарцумяна, К. Чандрасекхара, В. В. Соболева или Е. С. Кузнецова, относящихся к собственно теории переноса. Ниже мы увидим, что умение решать прямые задачи не необходимо и отнюдь не достаточно для решения обратных задач.

Характер обратной задачи, а отсюда и степень ее сложности существенно зависят от выбора условий эксперимента. В частности, когда кратное рассеяние света не сказывается на измеряемых величинах  $\hat{P}$ , можно установить прямую аналитическую связь между матрицей  $\hat{P}$  и искомыми параметрами  $G_i$  и тем самым свести обращение теории переноса к элементарной операции (см., например, <sup>20</sup>). Но такая возможность возникает достаточно редко, и, как правило, в природных условиях приходится обращаться к более общей задаче.

Каков бы ни был путь перехода от  $\hat{P}$  к  $G_i$  ( $\lambda$ ,  $\varphi$ ), он не завершает задачи, а приводит к уравнению (4), т. е. ставит перед необходимостью его обращения. Если зависимости коэффициентов эффективности  $Q_i$  от  $a$ ,  $\lambda$  и  $\varphi$  известны, т. е. если априорно известен тип частиц и оптические постоянные образующего их вещества (как, скажем, в облаках или туманах), то предметом решения становятся поиски распределения частиц по размерам. Если же природа частиц неизвестна, как это имеет место в дымках, то вновь требуется комплекс уравнений вида (4) для одновременного определения и  $Q_i$ . Замена комплексного эксперимента произвольным навязыванием природе тех или иных моделей, как это нередко еще делается, связана обычно с фальсификацией решения, так же как и при обращении (5).

Наконец, если в результате обращения (4) находятся коэффициенты эффективности индивидуальных частиц  $Q_i$ , то для определения формы частиц и оптических постоянных образующего их вещества требуется обращение теории рассеяния света на малых частицах.

Таким образом, определение микрофизических характеристик дисперсной фазы по данным оптических измерений (т. е. измерений матрицы  $\hat{P}$ ) связано с необходимостью последовательного обращения трех задач: теории распространения света в среде, теории кооперативного рассеяния света дисперсной фазой и теории дифракции на одной частице<sup>20</sup>. Каждая из этих задач связана со специфическими трудностями, требующими особых средств для их преодоления. Нередкие до сих пор попытки решать такую «трехъярусную» задачу как целое связаны обычно с непониманием специфики теории косвенных измерений и заранее обрекаются на неудачу, особенно если состав исходной экспериментальной информации ограничивается лишь зависимостью одной из компонент  $\hat{P}$  от  $\lambda$  или  $\varphi$ .

Наиболее распространенным приемом решения обратных задач служит построение некоторой коллекции оптических моделей среды, решение

для них прямой задачи и последующее сопоставление реально наблюдаемых свойств объекта со свойствами его априорно заданных моделей. Так поступают в планетной астрофизике<sup>97</sup>, при изучении оптических свойств атмосферы, например, по наблюдениям из космоса или с земной поверхности<sup>26, 65</sup>, при изучении свойств атмосферного аэрозоля<sup>64, 65, 69</sup>, и не только в поименованных, но и во многих других работах. Примеры приведены на рис. 12.

Однако для природных объектов полагаться на получаемые таким способом результаты не следует. Многопараметричность оптических явлений ведет здесь к неизбежной многопараметричности используемых моделей, даже при их сильной стилизации. Так, модель Юнге содержит как минимум шесть параметров (величины  $S$  и  $v$ , верхний и нижний пределы распределения, величины  $n$  и  $k$ ), играющих, за неопределенностью их значений, роль подгоночных. В результате

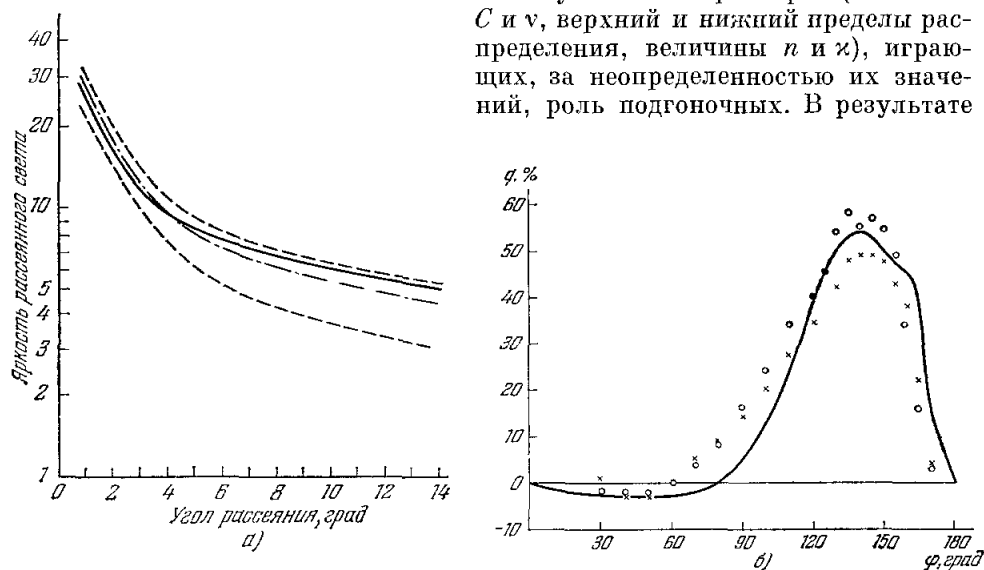


Рис. 12. Примеры использования априорных моделей для решения обратных задач теории коллективного рассеяния.

а) Яркость солнечного ореола. Сплошная кривая — эксперимент, пунктирные — теория. Шести подгоночных параметров мало для согласия с распределением Юнге; согласие достигается при восьми параметрах<sup>65</sup>. б) Эллиптичность поляризации рассеянного света. Сплошная кривая — распределение Юнге с пятью подгоночными параметрами<sup>69</sup>; O, X — эксперимент Г. И. Горчакова на ЗНБ.

реальные зависимости легко аппроксимируются фиктивными, с фиктивными же (стыдливо их называют «эффективными») параметрами. Реальная эвристическая роль подобных модельных решений прямой задачи совсем в другом. Они позволяют проанализировать проблемы чувствительности задачи к вариациям различных параметров и к различного рода помехам (см., например, <sup>64, 65, 78–82, 99, 100</sup>), обеспечивая тем самым выбор наиболее эффективных средств решения обратных задач.

Природа трудностей, возникающих на пути решения обратных задач, носит весьма общий характер и ныне хорошо известна. С математической точки зрения речь идет о так называемых некорректных задачах обращения интегрального оператора первого рода. Обращение подобных операторов, предпринятое без надлежащих предосторожностей, связано с возможностью возникновения ложных решений, а также с «разбалтыванием» решения вследствие его крайне повышенной чувствительности к малым помехам. Физически речь идет о необходимости привлечения дополнительной информации для создания алгоритма, фильтрующего ложные

решения, и об огрублении решения применительно к реальному объему исходной информации, что обеспечивает его устойчивость.

Математическая сторона этой проблемы для случая, когда ядро уравнения известно а priori, проанализирована А. Н. Тихоновым<sup>101, 102</sup> (см. также<sup>103</sup>), разработавшим общий метод регуляризации решения некорректных задач подобного типа. В основе метода лежит построение регуляризующего и сглаживающего функционала, вид которого определяется на основе априорной информации об общем характере решения (но без его априорной конкретизации). Последнее находится как предел последовательности решений, получаемых при стремлении к нулю входящего в функционал параметра регуляризации. (Аналогичный алгоритм применительно к более частной задаче предложен Д. Уорком и сотрудниками<sup>104-106</sup>.)

Однако, как правило, известен только общий вид ядра, но значения ряда определяющих его параметров нуждаются в экспериментальном определении отдельно для каждого конкретного случая. Отказ от априорной конкретизации свойств модели ставит прежде всего проблему отыскания состава экспериментальной информации, необходимого и достаточного для однозначного определения и параметров ядра, и искомого параметра атмосферы. Такая задача была отчетливо сформулирована и реализована автором, начиная с 1946 г., в длинном ряде его работ по спектроскопии светорассеивающих веществ (см.<sup>20, 91-93</sup>), по прожекторному<sup>8</sup> и сумеречному<sup>9, 95, 107</sup> зондированию атмосферы, а также ее зондированию из космоса<sup>108-114</sup> и по изучению атмосферы Венеры на основании наземных наблюдений<sup>97, 98</sup>.

В результате сложились конкретные алгоритмы для решения широкого класса обратных задач типа уравнения (5). Суть этих методов сводится к отысканию таких экспериментальных ситуаций, при которых прямая задача допускает приближенное аналитическое решение в общем виде, без априорной специализации свойств среды, и к последующему обращению этого аналитического решения (численные решения не допускают такой операции). При этом неизвестные свойства среды (т. е. характеристики ядра уравнения) выступают в виде немногих эмпирически определяемых параметров решения, а вид последнего диктует необходимый состав вспомогательной экспериментальной информации для измерения этих параметров.

Создание подобных методов существенно опирается на привнесение в задачу некоторых предпосылок физического характера, определяющих общую структуру решения и ограничивающих круг ситуаций, к которым оно применимо. В частности, его применимость ограничивается рамками возможности разложения по малому параметру, специфическому в каждом конкретном случае, и быстрого обрывания ряда. Последняя процедура, определяющая доступную точность, имеет принципиальное значение, ибо именно она обеспечивает регуляризацию решения. В сущности, речь идет об искусственном уменьшении разрешающей способности метода до границ, определяемых природой вещей, когда аппроксимированное ядро интегрального уравнения играет роль аппаратурной функции, сглаживающей разрушающие решение высокие частоты в спектре помех<sup>9, 115, 116</sup>.

Эффективность и надежность такого пути подтверждена на обширном и весьма разнообразном материале (см., например,<sup>20, 107, 117</sup> и следующие разделы). В качестве одного из многих примеров на рис. 13 приведены результаты определения высотного хода коэффициента рассеяния по данным наблюдения зари с космического корабля «Восток-6». Сплошная кривая — результаты обработки данных измерений<sup>109</sup>; по этим данным численным решением была вновь найдена яркость зари, и процедура извлечения информации описанным методом была повторена<sup>118</sup> —

результаты изображены пунктиром. На выявление необходимого состава информации применительно к использованию оптических методов для изучения микроструктуры дисперсной фазы аэрозоля, т. е. к обращению уравнения вида (4), направлены работы 8, 66, 70, 96, 119–127.

Если известен состав необходимой информации, возникает вопрос об оптимальной постановке комплексного эксперимента, т. е. о конструкции аппаратуры, обеспечивающей наилучшую чувствительность к вариациям измеряемой величины и наибольшую независимость от прочих обстоятельств. В сущности, это вопрос об интерпретационной ценности исходной информации. В частном виде ответ на этот вопрос вытекает из алгоритма для обращения соответствующей задачи. В общем виде для случая, когда ядро уравнения априорно задано, он обсуждался Г. И. Марчуком<sup>128</sup>, использовавшим изящный аппарат уравнения для ценности радиационной информации, непосредственно вытекающий из теории переноса излучения. На основе этого уравнения оказалось возможным предложить и некоторые алгоритмы для решения обратных задач, но эти алгоритмы не были подвергнуты испытанию.

Проблема отыскания распределения рассеивающих частиц по размерам на основе оптической информации, т. е. проблема обращения (4) при известном ядре  $Q_i$ , подвергнута детальному анализу К. С. Шифриным и его сотрудниками (см., например, 82, 129–137). Здесь усилия были направлены на поиски экспериментальных ситуаций, при которых ядро уравнения может быть аппроксимировано в форме, допускающей строгое обращение интегрального оператора при помощи того или иного интегрального преобразования. В частности, это оказалось возможным для ореольной части индикатрисы рассеяния света частицами, принадлежащими к грубодисперсному диа-

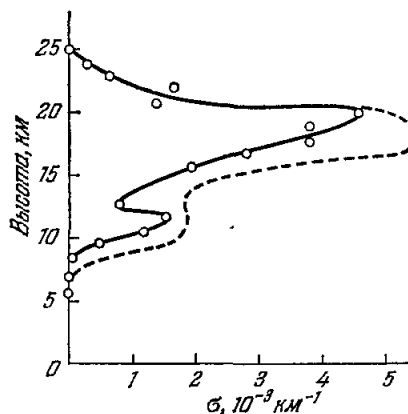


Рис. 13. Одна из высотных зависимостей коэффициента рассеяния в заревом слое 109, 113 (сплошная кривая) и восстановление ее при повторении процедуры решения обратной задачи 118 (пунктир).

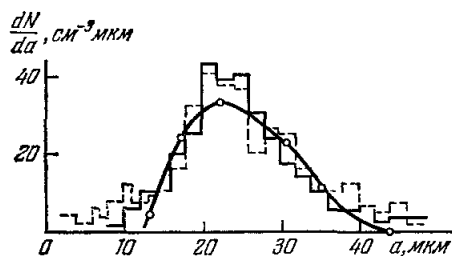


Рис. 14. Пример определения спектра рассеивающих частиц модельной среды (столбики) по ореольной части индикатрисы рассеяния методом К. С. Шифрина (сплошная кривая).

пазону<sup>129–131</sup>, что позволило предложить конкретный метод решения задачи (пример его реализации на лабораторных моделях показан на рис. 14<sup>131</sup>).

Распространение метода на диапазон больших частиц возможно, если воспользоваться либо спектральной зависимостью коэффициента экстинкции, либо видом индикатрисы рассеяния при больших  $\varphi$ . Но разработанные К. С. Шифриным и сотрудниками конкретные методики для этих случаев<sup>133–137</sup> существенно ограничены требованием априорного знания свойств рассеивающих частиц—их сферичности, величин  $n$  и  $k$ , допустимости так называемого приближения «мягких» частиц (т. е.  $|n - ik - 1| \ll 1$ ). Поэтому исследования, проведенные в этом направлении, имеют пока преимущественно эвристическое значение, выявляя наиболее перспектив-

ные условия эксперимента и, главное, устанавливая минимальный объем информации, необходимый для однозначности обращения задачи. Одним из важных результатов этого цикла работ стал вывод о научной несостоятельности (или, в лучшем случае, сомнительности) большинства сведений о микроструктуре атмосферного аэрозоля, полученных ранее оптическими методами; в частности, это относится к ряду сведений, сообщаемых в <sup>27-31</sup>, или, скажем, к попыткам решения этой задачи в <sup>64,65,138-140</sup> и многих других работах аналогичного стиля. К сожалению, хотя методические исследования К. С. Шифрина продвинуты достаточно далеко, они пока не были использованы для получения фактических данных о природном аэрозоле или о процессах его преобразования.

Возможности использования любого алгоритма для решения обратных задач, в том числе и использования строгих методов обращения решений прямой задачи, ограничиваются необходимостью освободиться от влияния помех, создаваемых шумами различного происхождения. Это шумы самой атмосферы, связанные с ее нестабильностью и неоднородностью, шумы измерительной аппаратуры и «шумы» методики измерений (включая ограничение их диапазона), а также методики и техники последующих вычислений, наконец, «шумы» теории, всегда схематизирующей и действительность и условия эксперимента. Наличие шумов ставит новую задачу — отыскание реального объема доставляемой приборами полезной информации. Применительно к аппаратным шумам эта проблема была рассмотрена с общих позиций теории множеств и теории информации В. П. Козловым, предложившим конкретные пути для ее решения (преимущественно для задач спектроскопии) <sup>141,142</sup>. С другой, весьма частной позиции — с точки зрения выяснения реального числа независимых данных на экспериментальных кривых при известном соотношении сигнал/шум — эта же задача рассматривалась С. Туомеом <sup>105</sup>.

Если обобщить уже достаточно обширный опыт решения обратных задач рассматриваемого нами типа, то легко увидеть, что всякая попытка извлечь из наблюдений больше информации, чем в них содержится, неизбежно ведет к разрушению решения и ложным результатам. Поэтому способы решения обратных задач должны быть приведены в соответствие с реальным объемом наблюдательной информации. Строгое обращение прямой задачи, даже если она математически возможна, далеко не всегда удовлетворяет этому требованию.

Так, в методах К. С. Шифрина оказались необходимы специальные меры для ограничения информативности решения и его регуляризации (см. <sup>131-137</sup>). В методах, разрабатываемых автором <sup>8,9,20,91-94,107-113</sup>, эту роль искусственного огрубления решения автоматически выполняет прием обоснованного физическим анализом явлений разложения решения в ряд с последующим обрезанием этого ряда.

Иной способ регуляризации решения обратной задачи путем внесения добавочной физической информации и процедуры сглаживания предложен М. С. Малкевичем (см. <sup>143-145,147</sup>). Его метод основан на использовании экспериментальных данных о статистических закономерностях изменчивости самого объекта исследования, а также о поле шумов иного (в том числе аппаратного) происхождения.

Как показал А. М. Обухов <sup>148</sup>, оптимальным (с точки зрения скорости сходимости) разложением эмпирических функций является их разложение по собственным векторам корреляционной матрицы. Если эти векторы известны из непосредственных наблюдений поля вариаций искомой величины, то предметом измерения становятся немногие коэффициенты разложения. При этом требование обеспечения устойчивости решения, т. е. отфильтровывания шумов, диктует быстрое обрывание ряда и ограни-

чение первыми двумя-тремя коэффициентами. Тем самым определяются и естественные границы точности искомым сведений о конкретной реализации данной величины. Физическое содержание метода М. С. Малкевича заключается в том, что первые (главные) члены разложения по собственным функциям корреляционной матрицы выделяют влияние основных (наиболее существенных) физических параметров многопараметрической среды, определяющих в данных условиях главные статистические закономерности ее изменчивости, тогда как высшие члены разложения характеризуют влияние второстепенных факторов, обуславливающих отклонения от этих закономерностей. С этой точки зрения следующим шагом должно

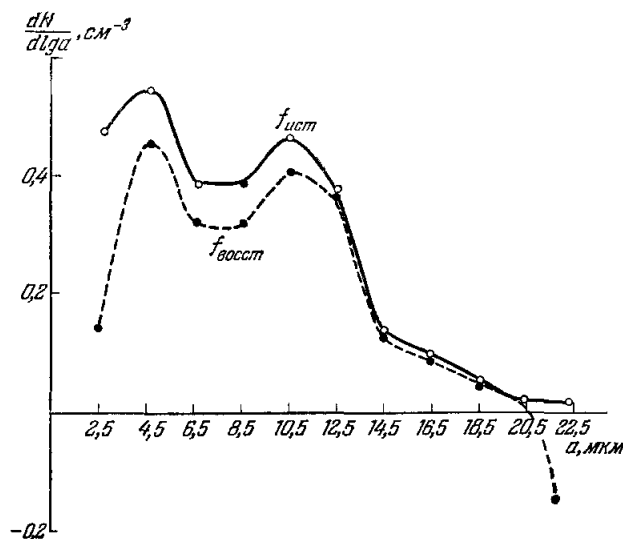


Рис. 15. Пример решения такой же задачи для реального тумана методом М. С. Малкевича.

Сплошная кривая — данные ловушек; пунктир — оптическое восстановление.

быть сочетание метода автора с методом М. С. Малкевича, когда первый служит для выявления главной закономерности, а второй применяется для восстановления статистических отклонений от этой закономерности. Опыт применения подобного комплексного метода, пока к более скромной задаче описания совокупности индикатрис рассеяния атмосферных дымок<sup>120</sup>, привел к обнадеживающим результатам.

Метод М. С. Малкевича был подвергнут успешным испытаниям на ряде разнообразных примеров, в частности в работах<sup>143–147</sup>. На рис. 15 приведен полученный Ю. С. Любовцевой (ЗНБ) пример использования такого метода для отыскания распределения частиц тумана по размерам на основе измерений ореольной части индикатрисы рассеяния и знания собственных векторов корреляционной матрицы для спектров частиц в туманах, найденных из данных измерений с поточными ловушками. Для мелкодисперсных систем такой прямолинейный прием неосуществим из-за отсутствия соответствующих ловушек. Но метод допускает трансформацию, снимающую эту трудность. Суть состоит в разложении оптических данных, относящихся к конкретной реализации, по собственным векторам корреляционной матрицы; для оптических же данных это сводит задачу к обращению, всего несколько раз, навсегда заданных собственных векторов (в этих условиях такое обращение может

быть выполнено по совокупности многих параметров, что обеспечивает его надежность).

Таким образом, основной итог десятилетия в области развития оптических методов исследования состоит в выяснении фундаментальных методических проблем, что позволило создать ряд эффективных методов, отбросив одновременно, как непригодные, многие из применявшихся ранее примитивных методов вместе с полученными при их помощи сомнительными результатами. Ниже излагаются некоторые результаты исследований микрофизики аэрозоля и аэрозольной структуры атмосферы, полученные оптическими методами за последние годы с учетом особенностей постановки обратных задач.

### 5. ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА АЭРОЗОЛЯ И МИКРОФИЗИКА ДИСПЕРСНОЙ ФАЗЫ

Количество исследований, направленных на изучение оптических свойств воздуха, неизменно возрастает в ускоренном темпе. В мировой литературе можно уже найти данные о многих тысячах и даже десятках тысяч реализаций, например

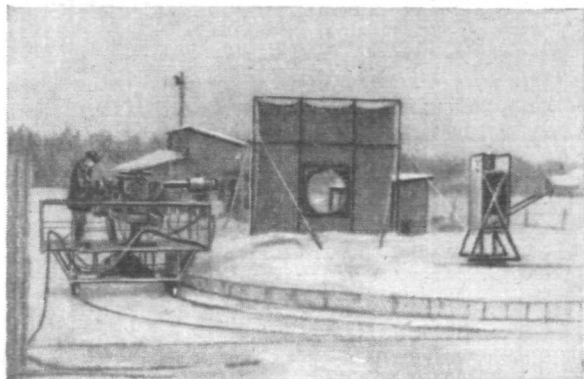


Рис. 16. Саморегирующий гониометрический спектрополяриметр, позволяющий измерять поляризацию света, рассеиваемого чистым воздухом, со спектральным разрешением до  $3 \text{ \AA}$ .

Радиус рельсового пути 7 м.

и многие другие. Если, однако, обозреть всю совокупность работ, бросается в глаза, что, за немногими исключениями, эти работы содержат коллекции случайных фактов, не поддающихся систематизации из-за недостаточной комплексности постановки эксперимента. Только немногие циклы исследований, в которых подобная комплексность была в той или иной мере обеспечена, привели к существенным в научном отношении выводам. Особое место здесь занимает цикл натуральных исследований, выполненных на ЗНБ ИФА <sup>21, 119, 126, 149-154</sup>, где был создан остающийся пока уникальным комплекс измерительных установок для одновременного измерения практически всех оптических параметров атмосферы, при соблюдении требований современного лабораторного эксперимента как в смысле технологического и аппаратного оснащения, так и в смысле достигаемой степени надежности и точности результатов (внешний вид одной из установок показан на рис. 16). В результате анализа комплексных оптических данных, относящихся к нескольким тысячам конкретных случаев, выяснилось, что в кажущемся хаосе случайных реализаций в действительности существуют хорошо выраженные закономерности, маскируемые лишь тем обстоятельством, что они имеют место исключительно для определенных условий, зачастую смешиваемых при анализе экспериментальных данных.

О. Д. Бартенева <sup>35, 156</sup> еще в 1959 г. обратила внимание на то, что индикатрисы рассеяния света атмосферным аэрозолем отчетливо распо-

даны. Если, однако, обозреть всю совокупность работ, бросается в глаза, что, за немногими исключениями, эти работы содержат коллекции случайных фактов, не поддающихся систематизации из-за недостаточной комплексности постановки эксперимента. Только немногие циклы исследований, в которых подобная комплексность была в той или иной мере обеспечена, привели к существенным в научном отношении выводам. Особое место здесь занимает цикл натуральных исследований, выполненных



даются на два или три класса. Однако потребовалось проведение обширной программы комплексного оптического изучения атмосферного воздуха, чтобы выявить суть этих различий и установить, что речь идет о качественно различных состояниях дисперсной фазы, внешне проявляющихся как разные типы оптической погоды<sup>70, 96, 119-127</sup>. В частности, была установлена фундаментальная роль изменений относительной влажности воздуха при трансформациях его оптического состояния. (Влияние влажности на коэффициент рассеяния света воздухом иллюстрируется рис. 17.)

Позднее эти выводы нашли себе подтверждение в развернутом статистическом анализе изменчивости оптических характеристик атмосферного воздуха<sup>35</sup>, а также в ряде других независимых исследований, о которых говорится ниже.

Хотя многие детали обнаруженной нами картины еще нуждаются в уточнении, основные ее части вырисовываются достаточно отчетливо. Оказалось, что если оставить в стороне разного рода осадки (снегопад, дожди и т. п.), подробные сведения о которых можно найти в<sup>35</sup>, возможно выделить по крайней мере пять качественно различных типов оптической погоды:

1. *Мгла*, обусловленная внедрением в атмосферу посторонних примесей: пылевых облаков, дыма лесных пожаров или от промышленных объектов, продуктов вулканической деятельности и т. п.<sup>31</sup>. В оптическом отношении мгла пока почти не изучена, и мы ее в дальнейшем касаться не станем.

2. *Дымка*, существующая при доконденсационном состоянии воздуха и представляющая собой результат разрастания ядер Айткена в присутствии атмосферной влаги. Физико-химический механизм этого разрастания пока не ясен, как и химическая природа самих ядер Айткена (см. ниже).

3. *Туманная дымка*, образующаяся в равновеснорастворном состоянии атмосферы в результате конденсации влаги на больших и гигантских частицах растворимых солей.

4. *Туман и облака*, возникающие при конденсационном состоянии атмосферы в результате перехода избытка парообразной влаги в жидкокапельную фазу.

5. *Дымка с моросью* — гетерогенное образование, представляющее собой обычную дымку, пронизываемую моросью, которая выпадает из вышележащего яруса (с дождем дымка не сосуществует).

Рис. 18—22 иллюстрируют некоторые из характерных оптических проявлений каждого из названных типов состояния дисперсной фазы атмосферного аэрозоля. (Нам приходится приводить эти рисунки в сравнительно большом количестве, так как получение подобной информации является принципиально новым не только в оптике атмосферы, но и вообще в оптике.) Простое сопоставление обнаруживает здесь глубину качественных различий между этими состояниями. Вместе с тем рис. 18—22 позволяют отыскать легко идентифицируемые оптические признаки для каждого из типов оптической погоды.

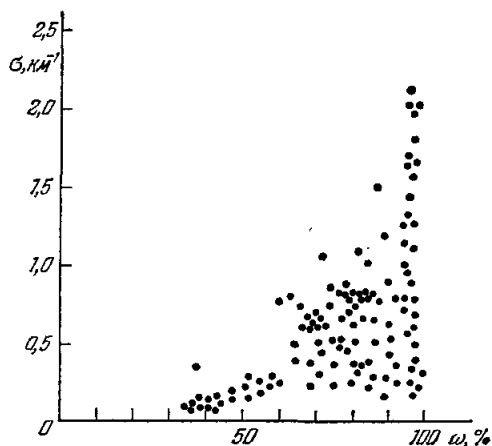


Рис. 17. Влияние относительной влажности на коэффициент рассеяния света воздухом.

Приведенная классификация, основанная на особенностях микрофизических процессов, регулирующих состояние дисперсной фазы<sup>96</sup>, отчетливо вытекает из всей совокупности оптических данных<sup>35, 70, 96, 119-127</sup>. Однако впредь до получения непосредственных физико-химических подтверждений ее следует рассматривать как гипотезу, правда, ныне единственную, не встречающую каких-нибудь серьезных возражений ни с какой стороны и объясняющую всю совокупность известных нам фактов (к тому же с единой точки зрения). Все иные представления о ходе конденсационных процессов в реальной атмосфере или о возникающей в результате их микроструктуре дисперсной фазы, которые можно найти,

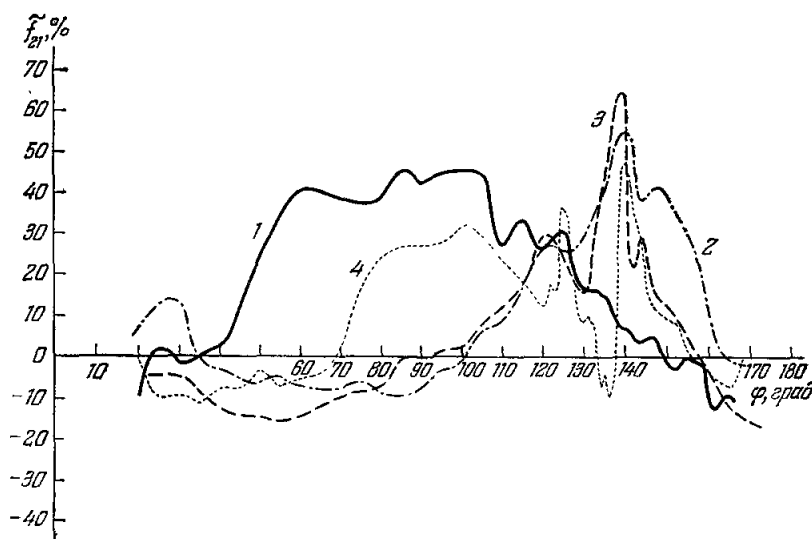


Рис. 18. Поляризационные индикатрисы рассеяния света дымкой (1), туманной дымкой (2), туманом (3) и дымкой с моросью (4), полученные с высоким угловым и спектральным разрешением<sup>123</sup>.

например, в монографиях<sup>27-30, 71, 83</sup>, коль скоро они относятся к влажностям менее 100%, следует признать несостоятельными, как противоречащие данным оптических наблюдений, или, во всяком случае, требующими критического анализа.

Такой радикальный пересмотр физико-химической основы наших представлений о природе дымки и туманной дымки ведет к необходимости коренного изменения направлений и задач дальнейших исследований в этой области. Исходя из этого предложенная выше классификация была рекомендована Всесоюзным межведомственным совещанием по рассеянию света в атмосфере (Черновцы, июнь 1967 г.) к практическому внедрению. Однако для выполнения подобной рекомендации необходимы предварительно некоторые специализированные исследования, тем более, что она существенно отличается от классификации, ныне принятой в практике гидрометеорологических служб, где в основу положены градации дальности видимости независимо от природы явления (так, туманная дымка, туман и дымка с моросью, вообще говоря, объединяются в один класс туманов).

В связи с этим еще раз подчеркнем, что отчетливые статистические закономерности можно искать только внутри физически четко очерченных типов погоды и что при их смешении (как это делается в метеорологической практике) эти закономерности почти полностью стираются. В этом,

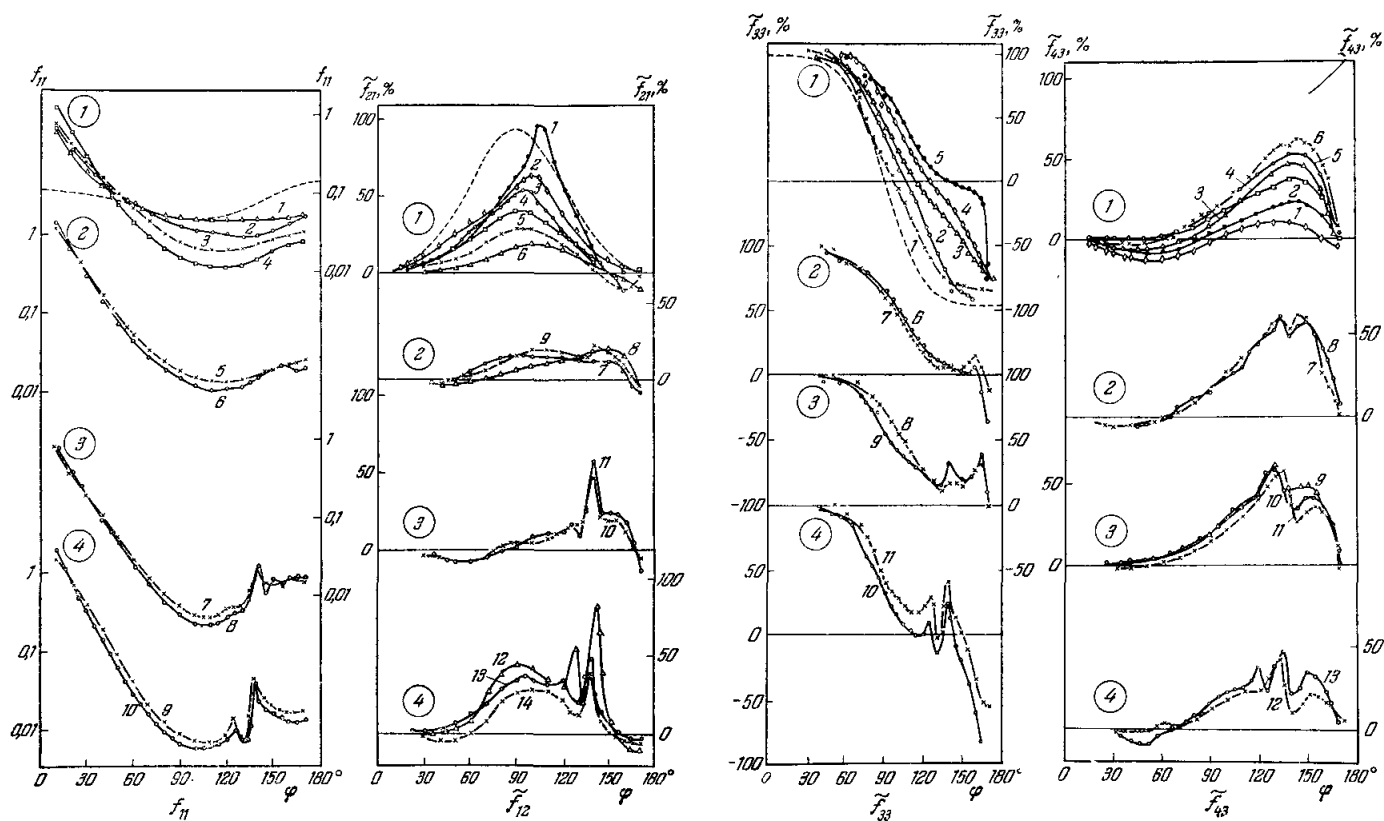


Рис. 19. Зависимости от угла рассеяния  $\varphi$  монохроматических нормированных индикатрис рассеяния  $f_{11}$  и компонент приведенной матрицы рассеяния  $\tilde{f}_{ik}$  для дымки (1), туманной дымки (2), тумана (3) и дымки с морсью (4) <sup>121</sup>.

в частности, причина того, что практически все ранние сведения об оптических свойствах реального воздуха не поддаются систематизации и в конечном счете оказываются потерянными для науки.

Переходя к описанию основных характеристик каждого из типов оптической погоды в отдельности, мы остановимся только на тех из них,

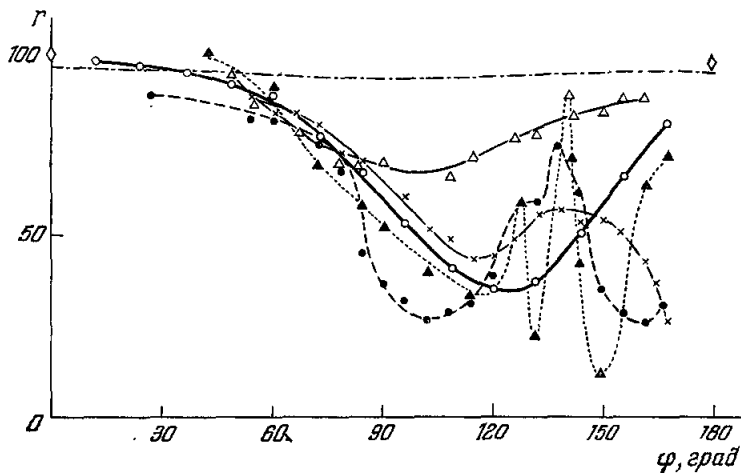


Рис. 20. Зависимости степени поляризационной когерентности (в %) рассеянного света от угла рассеяния для дымки (○ и ×), туманной дымки (Δ), тумана (●) и дымки с моросью (▲).

которые являются однозначным и достоверным следствием из данных оптических исследований. Более полные сведения можно почерпнуть в оригинальных публикациях. Заметим, что эти данные в основном относятся к условиям Подмосковья и

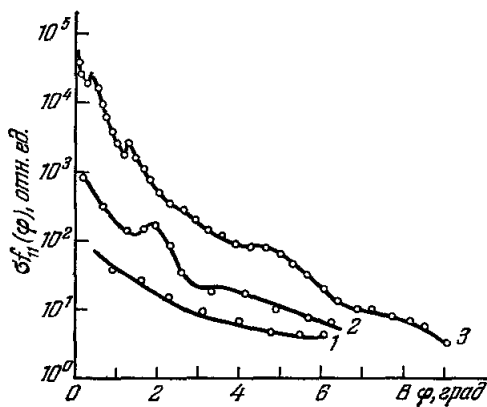


Рис. 21. Ореольные части индикатрисы рассеяния для дымки (1), туманной дымки (2) и тумана (3) <sup>125</sup>.

что в других районах конкретные параметры зависимостей могут изменяться, но возможность изменения общего характера зависимостей представляется более чем сомнительной, тем более, что различные детали этих зависимостей подтверждаются всей совокупностью данных многих авторов, полученных в самых разных условиях. Исключение должны составлять океанические районы, где из-за бедности воздуха ядрами Айткена и большими частицами (см. раздел 2) дымки должны быть крайне разреженными, а туманные дымки более крупнодисперсными, чем над материками. Это должно вести к существенным

отличиям океанического воздуха (остающегося практически неисследованным) от материкового и в отношении других оптических характеристик. Аналогичные условия возможны и в Антарктиде. Точно так же с увеличением высоты дымки должны становиться разреженнее из-за быстрого уменьшения концентрации ядер Айткена, ввиду чего на высо-

гах более 2—3 км (над конвекционным слоем) в отсутствие облаков должны наблюдаться в основном образования типа туманных дымок, как это и имеет место в области тропопаузы (10—12 км)<sup>8</sup>, заревого слоя (15—22 км)<sup>27, 109, 57</sup> и перламутровых облаков (22—26 км)<sup>8, 158—160</sup> по данным оптического зондирования (см. следующий раздел).

Рассмотрим кратко основные особенности каждого из типов образований в отдельности.

Приземный слой континентального воздуха по крайней мере 90% времени находится в состоянии дымки. По данным Ю. С. Георгиевского, в условиях Подмосквья при очень низких влажностях ( $w \leq 30\%$ ) за рассеяние света дисперсной фазой в основном отвечает ее сухая (пылевая)

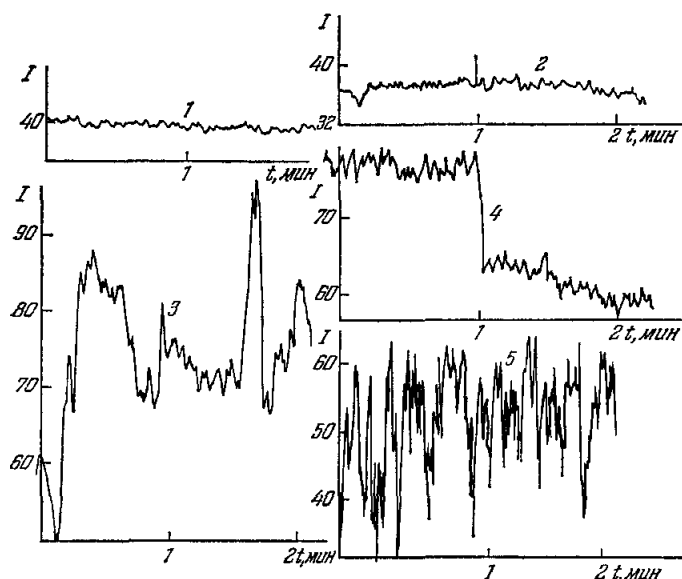


Рис. 22. Флуктуации яркости света, рассеянного под углом  $20^\circ$  дымкой (1), туманной дымкой (2), переходным состоянием между туманной дымкой и туманом (3), устойчивым клубящимся туманом (4) и снегопадом (5).

фракция, создающая лишь слабое помутнение ( $\sigma \leq 0,05 \text{ км}^{-1}$ ). С увеличением влажности воздух мутнеет за счет появления влажной дымки (это становится ощутимым при  $w \cong 30\text{—}35\%$ ), тогда как роль сухой крупнодисперсной фракции становится исчезающе малой<sup>96</sup>.

Комплексный анализ оптических данных<sup>70, 96, 119—127</sup> показывает, что для дисперсной фазы влажной дымки характерно не слишком узкое распределение по размерам (что явствует из рис. 20) с очень резко очерченной верхней границей (это вытекает из поведения  $\tilde{f}_{43}$  на рис. 19). Последняя располагается около  $a \cong 0,07\text{—}0,08 \text{ мкм}$  при очень низких влажностях, когда хаотически ориентированные частицы нередко оказываются существенно несферическими (об этом свидетельствует рис. 23), и с ростом влажности постепенно смещается к  $a \cong 0,20\text{—}0,25 \text{ мкм}$ , когда частицы становятся уже строго сферическими. Следовательно, хотя детали распределения частиц по размерам нам неизвестны, можно утверждать, что оно отнюдь не соответствует предполагаемому Юнге (3) (этот вывод подтверждается также анализом индикатрис рассеяния, выполненным Т. П. Тороповой<sup>87, 88</sup>) и скорее приближается к типам распределений,

характерным для ядер Айткена (см. рис. 3) или же наблюдаемым Р. Фенном<sup>36</sup> (см. рис. 6) и К. Бульрихом<sup>37</sup> и, возможно, удовлетворительно

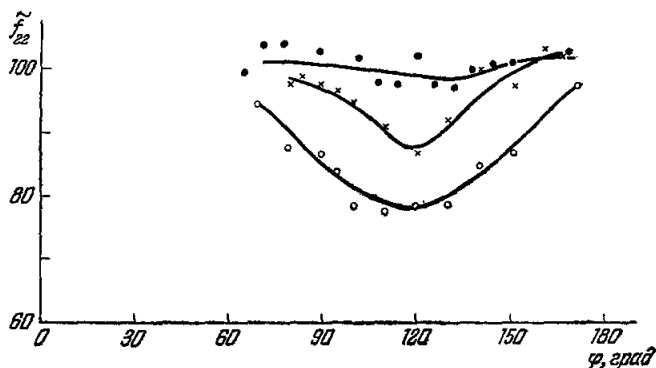


Рис. 23. Угловые зависимости  $\tilde{f}_{22}$  для дымки с низкой влажностью 70.

Отличие  $\tilde{f}_{22}$  от 1 вызывается несферичностью частиц<sup>1, 3, 37</sup>.

аппроксимируемым (по идее Л. Фойтца<sup>73, 74</sup>) совокупностями гауссовых распределений. Гигантские частицы, если и присутствуют в дымках,

то их концентрация — не более нескольких частиц в 1 м<sup>3</sup> воздуха.

Такие микрофизические характеристики дымки полностью объясняют всю совокупность ее оптических свойств, в первую очередь отсутствие каких бы то ни было следов радуг, венцов, глорий и плавность зависимостей каждого из оптических параметров от всех переменных (см. рис. 17—21), а также необычайно высокую корреляцию между значениями всех оптических параметров дымки (для некоторых параметров коэффициенты корреляции достигают 95—98%) и ее высокую временную устойчивость (ср. рис. 22) и пространственную однородность (климатологическое исследование дымок см. в<sup>35</sup>).

В качестве примера на рис. 24 показана корреляционная зависимость максимального значения степени эллиптичности поляризации рассеянного света с коэффициентом рассеяния  $\sigma$ <sup>120</sup>. На рис. 25 приведены типичные примеры из многочисленных полученных Ю. С. Георгиевским

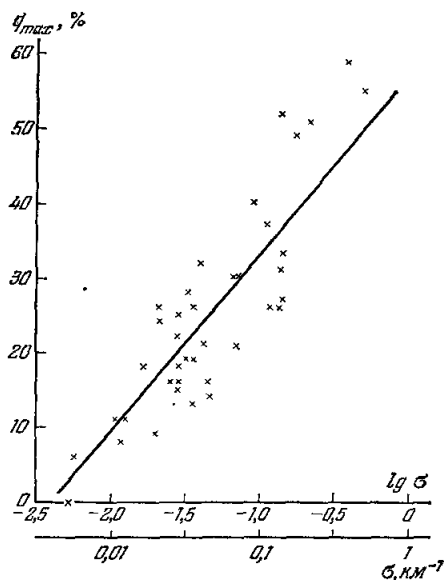


Рис. 24. Влияние коэффициента рассеяния  $\sigma$  на значение степени эллиптичности поляризации рассеянного света в максимуме.

(впервые в столь широком спектральном интервале и с высоким спектральным разрешением) спектральных зависимостей коэффициента рассеяния дымки и туманной дымки<sup>163</sup>. Для первой характерно монотонное возрастание  $\sigma$  и  $d\sigma/d\lambda$  с уменьшением  $\lambda$  вплоть до  $\lambda = 0,24$  мкм. Оказалось, что во всем исследованном (в том числе ультрафиолетовом)

диапазоне рассеяние света дисперсной фазой заведомо превалирует над молекулярным рассеянием даже в слабых дымках и только в области  $\lambda \lesssim 0,25 \text{ мкм}$  основная роль в ослаблении света воздухом переходит

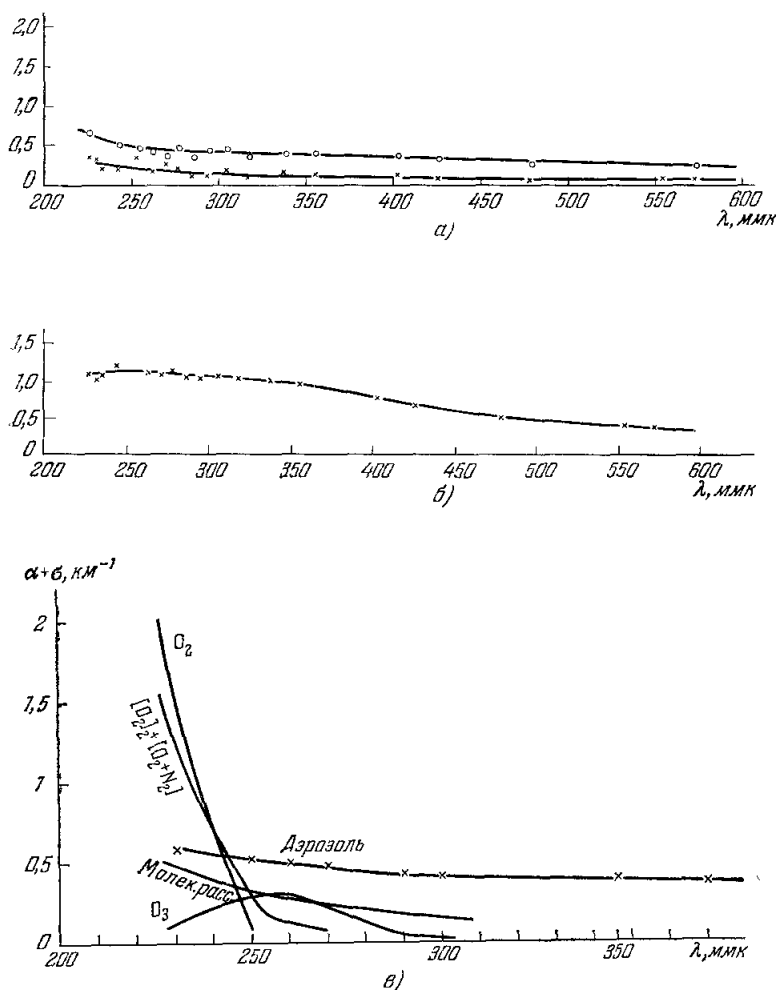


Рис. 25. Спектральные зависимости  $\sigma$  для дымки (а) и туманной дымки (б) и сопоставление (в) коэффициентов рассеяния дисперсной фазы с коэффициентами молекулярного рассеяния<sup>155</sup> и молекулярного поглощения атмосферных газов:

кислорода<sup>166, 167</sup>; бимолекулярных комплексов  $[\text{O}_2]_2 + [\text{O}_2 + \text{N}_2]$ <sup>152</sup> и озона (в приземном слое)<sup>164</sup>. (На рисунках а)—б) по оси ординат  $\sigma_{\text{аэр}} (\lambda)$ ,  $\text{км}^{-1}$ ).

к молекулярному поглощению<sup>153, 154</sup>, сперва бимолекулярными комплексами  $[\text{O}_2]_2 + [\text{O}_2 + \text{N}_2]$ , затем молекулярным кислородом и уже в совсем слабой степени (в приземных условиях) озоном (рис. 25, в).

Ю. С. Георгиевским найдено, что существует весьма тесная корреляция между изменениями  $\sigma$  в различных участках спектрального диапазона (для дымок характерны значения  $\sigma$  при  $\lambda = 0,55 \text{ мкм}$  примерно от 0,05 до  $1,5 \text{ км}^{-1}$ ).

Столь же тесная корреляция существует между величиной  $\sigma$  и видом индикатрисы рассеяния  $f_{11}(\varphi)$ <sup>35, 120</sup>. Для рассеяния монохроматического

света дисперсной фазой дымки зависимость  $f_{11}(\varphi)$  от  $\sigma$  имеет вид <sup>120</sup>

$$f_{11}(\varphi) = C(\varphi) \sigma^{K(\varphi)-1}, \quad (6)$$

где эмпирические функции  $C(\varphi)$  и  $K(\varphi)$  для  $\lambda = 0,55$  мкм показаны на рис. 26 (для других  $\lambda$  необходимы дополнительные эксперименты). При этом для угла  $\varphi = \varphi_0 \cong 52^\circ$   $C(\varphi) \cong K(\varphi) \cong 1$ , т. е. зависимость  $f_{11}(\varphi)$  от  $\sigma$  исчезает и все индикатрисы (включая рэлеевскую) пересекаются друг с другом. Для других  $\lambda$  угол  $\varphi_0$  будет, очевидно, другим, как это следует из наблюдений <sup>9, 35, 164</sup> и теоретического анализа <sup>82</sup>. Но коль

скоро он известен, измерение яркости света, рассеиваемого под этим углом, может служить <sup>35, 168</sup> для достаточно надежного определения  $\sigma$ , вместо более громоздкой процедуры его определения по коэффициенту экстинкции или интегралу от индикатрисы рассеяния (см., например, <sup>125</sup>).

Возвращаясь к (6), заметим, что индикатрисы рассеяния света дымкой для случайных ее реализаций лишь слабо флуктуируют в окрестности описываемой (6) средней зависимости от  $\sigma$  и образуют, как показывает статистический анализ, семейство с двумя существенными параметрами, одним из которых, вероятно, служит относительная влажность, а другой, по всей видимости, характеризует состояние ядер Айткена. Для уточнения этого вопроса необходимо существенное расширение объема исходного экспериментального материала.

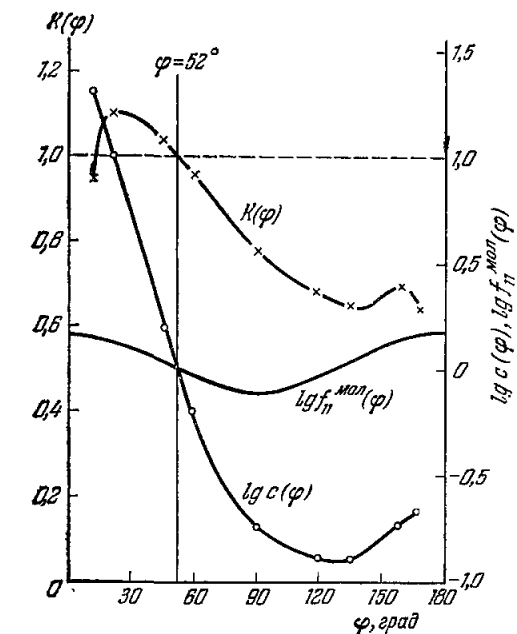


Рис. 26. Эмпирические функции  $C(\varphi)$  и  $K(\varphi)$  для  $\lambda = 0,55$  мкм.

Вырисовывается следующая картина преобразования частиц дымки в процессе ее сгущения, во многом отличающаяся от той, которой придерживаются авторы <sup>27-31</sup>. Изначальная сухая фракция, состоящая из больших и гигантских частиц неправильной формы, оказывает лишь незначительное помутняющее действие. Оптически неощутимы за малостью размеров и ядра Айткена, также имеющие, по всей видимости, неправильную форму. Однако уже при  $w \cong 30-40\%$  ядра Айткена начинают увеличиваться в размерах за счет захвата атмосферной влаги, достигая равновесных при данном  $w$  размеров. (Механизм захвата влаги остается пока неясным; не исключено, что это процесс типа набухания полимеров, либо разбавление раствора летучих веществ, либо механизм хемсорбции; возможность адсорбционного механизма полностью исключена, так как объем частицы возрастает в 8-10 раз.) Наиболее крупная фракция частиц Айткена при этом переключивается в самую активную с оптической точки зрения область размеров около 0,1-0,3 мкм, что ведет к резкому увеличению как замутненности атмосферы, так и счетной концентрации частиц, населяющих среднелдисперсный диапазон. По мере дальнейшего увеличения  $w$  концентрация оптически активных частиц



остается практически неизменной (очевидно, из-за дискретной структуры спектра частиц Айткена), и основное значение имеет рост этих частиц, постепенно приобретающих все более округлую форму.

В связи с этим особо остро встает вопрос о химической природе и происхождении ядер Айткена. В настоящее время, по-видимому, имеется только одна заслуживающая внимания гипотеза по этому поводу, ибо внимательный анализ экспериментальных данных делает все остальные предположения несостоятельными (см. <sup>27-31</sup> и выше раздел 2; в частности, измерения Е. С. Селезневой <sup>155</sup>, как и ряда других авторов <sup>27-31</sup>, решительно опровергают гипотезу об океаническом происхождении ядер Айткена и их солевом составе). Здесь имеются в виду исследования Ф. Уента <sup>169-172</sup>, опирающиеся, с одной стороны, на данные натурных измерений с газовым хроматографом и, с другой стороны, на ряд соображений весьма общего порядка, приведшие его к выводу об органическом происхождении ядер Айткена.

Ф. Уент полагает, что выделяемые биосферой при распаде органических клеток терпеноподобные соединения подвергаются под действием видимых лучей Солнца медленному фотохимическому разложению, образуя летучие вещества, обнаруживаемые нами как ароматы лугов, лесов, моря и т. п. Далее, опять-таки под действием видимых лучей Солнца в присутствии озона, йода или азотистых соединений эти вещества испытывают дальнейшие превращения. Конечные их продукты в результате коагуляции или конденсации (как это наблюдалось еще Тиндалем для фотохимических реакций <sup>173</sup> и как это хорошо известно для продуктов сгорания) образуют комочки органических (возможно, каучукоподобных) веществ, выступающих в роли ядер Айткена.

По данным хроматографических измерений Ф. Уента, доказавших, что во всяком случае значительная часть ядер Айткена является биогенной или антропогенной, средняя концентрация продуктов распада терпеноподобных веществ в атмосфере составляет около  $10^4$   $\text{мкг/м}^3$  (т. е. порядка  $10^6$  тонн во всем объеме атмосферы) и общая их продукция на земном шаре близка к  $5 \cdot 10^8$  тонн в год, что хорошо соответствует данным о количестве ядер Айткена.

Концепция Ф. Уента хорошо согласуется со всей совокупностью оптических данных и даже объясняет некоторые не ясные ранее моменты, скажем явное изменение механизма конденсации при  $w \cong 70 - 80\%$ . Однако последующее, опирающееся на весьма поверхностные оптические наблюдения предположение Ф. Уента, что дымка образуется непосредственно путем роста органических частиц, противоречит данным наблюдений, относящихся к процессам разрежения дымки, а также к суточному и сезонному ходу ее параметров. Оптические данные позволяют утверждать, что за рассеяние света дымкой отвечают не непосредственно «сконденсированные запахи», как полагает Ф. Уент, а либо капельки их водных растворов, либо иные продукты ассимиляции ими атмосферной влаги.

Представляется, что изучение природы и происхождения ядер Айткена и механизма их разрастания в присутствии атмосферной влаги становится, таким образом, одной из важнейших проблем не только оптики, но и термодинамики и химии атмосферного аэрозоля, ибо, как теперь ясно, ядра Айткена выступают как один из важнейших факторов, определяющих ход конденсационных, а тем самым и погодообразующих процессов.

Туманная дымка, возникающая нередко на месте дымки при  $w \gtrsim 70 - 80\%$  и отчетливо сгущающаяся при увеличении  $w$  (характерные значения  $\sigma = 1 - 3$  км), изучена значительно менее полно. Из оптических

данных (см. рис. 17—21) отчетливо вытекает, что возникновение туманной дымки связано с появлением широкого спектра частиц в интервале от нескольких десятых микрона до 12—15 мкм с отчетливым количественным выделением на его фоне фракции в диапазоне 1—5 мкм, особо проявляющейся в явлениях радуги, и сравнительно малочисленной фракции в диапазоне 12—15 мкм (обуславливающей существование венцов). Одновременно, видимо, происходит и дальнейшее разрастание частиц дымки до размеров около 0,3—1,0 мкм, что ведет к образованию соответствующей, также выделенной количественно, фракции, оптически проявляющейся в появлении характерного максимума на спектральной зависимости  $\sigma$

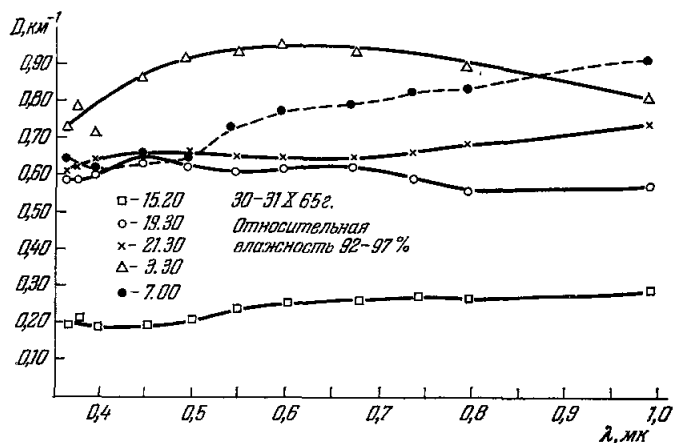


Рис. 27. Типичные спектральные зависимости коэффициента рассеяния туманных дымок по измерениям Ю. С. Георгиевского.

при  $a_{\max} \cong \lambda_{\max}$  (рис. 25, б и 27). Размеры частиц в диапазонах 1—5 и 12—15 мкм закономерно возрастают или убывают с изменением  $w$ , что количественно прослеживается по поведению венцов и радуг.

Как и дымка, туманная дымка представляет собой устойчивое состояние (см. рис. 22), и процессы перехода одного состояния в другое носят плавный характер и занимают обыкновенно 10—20 минут (примерно столько же времени необходимо для восстановления дымки после вымывания атмосферного воздуха ливнями).

Совершенно иной, сугубо неравновесный характер носит преобразование туманной дымки (реже дымки) в туман или распад тумана (см. рис. 22). Для последнего также характерен широкий спектр размеров частиц, охватывающий диапазон примерно от 1 до 25 мкм, на фоне которого количественно выступают две фракции — около 8—12 и 18—25 мкм, что отчетливо проявляется в поведении радуг и ореольной части индикатрисы рассеяния (см. рис. 18—22). Отчетливая антикорреляция концентраций частиц в диапазонах 1—5 и 8—12 мкм показывает, что в процессах возникновения или испарения тумана происходит переселение частиц из одного названного диапазона в другой. Вследствие грубодисперсности тумана коэффициент рассеяния в видимой области практически не зависит от  $\lambda$  (см., например, <sup>35, 83</sup>). В инфракрасной области (речь идет об окнах прозрачности)  $\sigma$  слабо убывает с ростом  $\lambda$  (примерно  $\sim \lambda^{-1}$ ), имеет 1—2 слабо выраженных максимума около  $\lambda = 8$ —12 мкм и затем быстро спадает около  $\lambda \cong 20$ —30 мкм (для туманной дымки около 10—15 мкм) <sup>174</sup>.

Так как размер частиц тумана чувствителен к малым колебаниям температуры, турбулентные флуктуации температуры ведут к образованию клубов тумана (см. рис. 22), для которых характерно увеличение размеров частиц в областях сгущения и их уменьшение в областях разрежения, что отчетливо наблюдается оптически.

Оптические свойства дымки с моросью в основном определяются мелкодисперсной дымкой, и только в области ореола и радуг проявляется присутствие немногочисленных выпадающих капель мороси, для которых характерны размеры 80—100  $\mu\text{м}$ .

Из сказанного видно, что комплексный подход к изучению оптических свойств атмосферного аэрозоля в сочетании с использованием современных методов и эксперимента и анализа позволил не только создать эффективные методы исследования атмосферных процессов, связанных с преобразованием дисперсной фазы, но и получить существенно новые сведения, во многом меняющие наши представления о ходе конденсационных явлений в атмосфере. Следует, однако, иметь в виду, что это только первые шаги в использовании реальных возможностей оптических средств исследования и что геофизические масштабы требуют их более широкого внедрения, тем более, что уже полученные на этом пути результаты обнаруживают существование вполне конкретной физической основы для построения методов не только диагноза, но и прогноза оптической погоды.

#### 6. АЭРОЗОЛЬНАЯ СТРУКТУРА АТМОСФЕРЫ И ВЕРТИКАЛЬНЫЙ ХОД КОЭФФИЦИЕНТА РАССЕЯНИЯ

В результате использования новых средств получения и методов извлечения оптической информации серьезные успехи, во многом изменившие существовавшие ранее представления, были достигнуты и в понимании вертикальной стратификации атмосферного аэрозоля. Оказалось, что в области аэрозольных исследований косвенные методы измерений не только могут конкурировать с прямыми, но и обладают в ряде отношений несомненными преимуществами, особенно когда дело касается высоких слоев атмосферы.

Наиболее прямым, хотя и крайне трудоемким методом исследования атмосферного аэрозоля является, конечно, непосредственное собирание дисперсной фазы на различных высотах при помощи летательных аппаратов, снабженных ловушками того или иного типа. Полученные таким способом данные детально описаны в монографиях <sup>27-31, 155</sup>, и мы ограничимся здесь приведением на рис. 28 немногих примеров высотных зависимостей концентрации больших частиц <sup>27</sup> и ядер Лйткена <sup>155</sup>.

Существенно, что относительное содержание ядер Айткена и гигантских частиц быстро убывает с высотой — это свидетельствует об их генетической связи с земной поверхностью. Напротив, для высотного распределения больших частиц характерна практическая неизменность относительной концентрации, нарушаемая только существованием более или менее стабильных максимумов — в первую очередь недавно обнаруженного максимума на высотах 15—22  $\text{км}$ .

Кроме того, оказалось, что в стратосфере дисперсная фаза состоит преимущественно из кристалликов сернокислых солей аммония <sup>27</sup>. Последние, по всей видимости, генерируются непосредственно на высотах около 20  $\text{км}$  <sup>27</sup>, вероятно, из вулканических газов <sup>157</sup> (об этом свидетельствует явная корреляция оптических проявлений стратосферного аэрозоля с вулканической деятельностью; см. <sup>9, 157</sup>, а также <sup>173-177</sup>) и, надо думать, не без участия озона <sup>27, 157</sup>. Здесь следует особо подчеркнуть, что новейшие

исследования все настойчивее приводят к выводу об атмосферном происхождении основной массы ядер конденсации и о многообразии процессов их генерации из газовой фазы и последующего их роста и преобразования.

Принято считать, что выше 25—30 км атмосферный аэрозоль в основном является продуктом проникновения в верхние слои атмосферы метеорного вещества, подвергающегося далее преобразованию (разрушению, испарению, реконденсации) и постепенно оседающего вплоть до тропосферы, которой оно достигает примерно по прошествии месяца. Однако

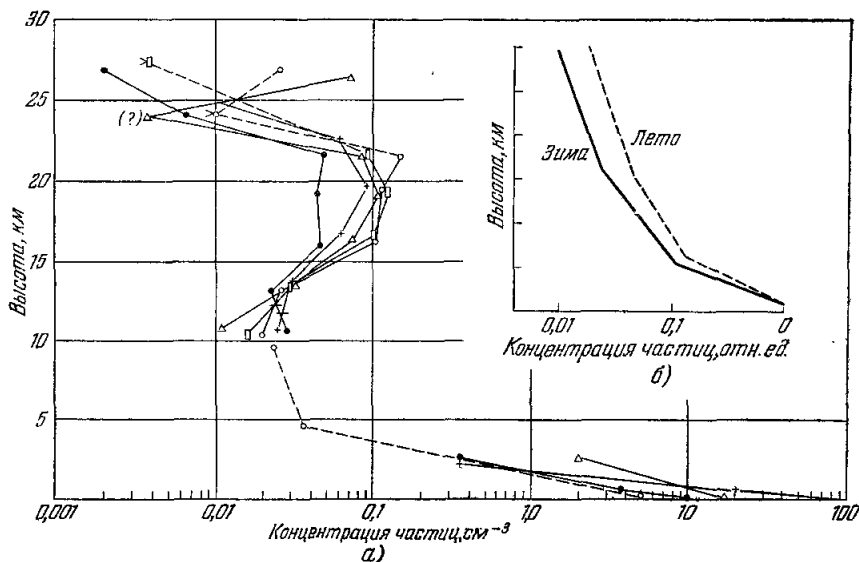


Рис. 28. Примеры высотных зависимостей концентрации частиц по измерениям различных авторов.

а) Большие частицы <sup>27</sup>; б) все диапазоны (преимущественно ядра Айткена) <sup>166</sup>. На рисунке б) одно деление по оси ординат равно 1 км.

анализы аэрозольных проб, полученных в 1962 г. в Швеции при ракетном зондировании серебристых облаков (см., например, <sup>178-180</sup>), по-видимому, противоречат такой гипотезе.

Приведенные сведения относятся только к сухой основе дисперсной фазы, а не к ее состоянию *in situ*, которое, как теперь ясно, может быть существенно иным.

Это иллюстрируется табл. III, где сопоставлены полученные различными методами данные о коэффициенте рассеяния  $\sigma$ , оптической толщине  $\tau$ , среднем (или эффективном) радиусе частиц  $a$ , их концентрации  $N$  и удельном объеме  $v$  для заревого слоя аэрозоля на высоте 15—22 км, перламутровых облаков (21—25 км) и серебристых облаков (82—85 км).

Как табл. III, так и данные непосредственного забора проб <sup>37, 178-180</sup> свидетельствуют о том, что, во всяком случае ниже 30 км и в окрестности 82 км, дисперсная фаза стратосферного аэрозоля практически никогда не образована сухими частицами, а выступает либо в виде капелек растворов, либо в форме твердых частиц, одетых в водяную или ледяную рубашку.

Отсюда проистекает и характерная для всего интервала высот (по крайней мере до 90 км) сильная изменчивость дисперсной фазы, что ставит проблему исследования аэрозольной (и оптической) погоды в стра-

Таблица III

Сопоставление некоторых данных о стратосферном аэрозоле, полученных оптическими методами и путем забора проб

	Заревой слой		Перламутровые облака		Серебристые облака	
	забор проб самолетом 181	оптические наблюдения с «Востока-6» 109	проекторное зондирование 8, 158-160	наблюдение венцов 182	забор проб ракетой 178-180	сумеречные наблюдения с Зема-ли *) 183-185
$\sigma$ , км <sup>-1</sup>	10 <sup>-3</sup>	(2÷5)·10 <sup>-3</sup>	(4÷6)·10 <sup>-2</sup>	?	?	10 <sup>-2</sup>
$\tau$	7·10 <sup>-3</sup>	15·10 <sup>-3</sup>	10 <sup>-1</sup>	?	?	10 <sup>-2</sup>
$a$ , мкм	0,15	0,5—0,6	0,7	1,0	0,03—0,04	0,1—0,4
$N$ , см <sup>-3</sup>	1	1	4—11	?	?	10 <sup>-2</sup> —10 <sup>-3</sup>
$v$	10 <sup>-14</sup>	5·10 <sup>-13</sup>	10 <sup>-11</sup>	?	—	10 <sup>-15</sup> —10 <sup>-16</sup>

\*) Поляризационные измерения показывают, что частицы серебристых облаков не сферические и их ориентация в пространстве не изотропна 183.

тосфере. Так, по данным сумеречных наблюдений <sup>9</sup>, яркость неба на больших высотах меняется ото дня ко дню в несколько раз в синей и в несколько десятков раз в ближней инфракрасной областях спектра. Поэтому оптические методы оказываются пока единственными, способными доставлять информацию о состоянии и процессах преобразования атмосферного аэрозоля на больших высотах.

В качестве оптических индикаторов состояния атмосферного аэрозоля и его вертикальной стратификации могут служить высотная и спектральная зависимости коэффициента рассеяния воздуха  $\sigma$ , его матрицы рассеяния  $f_{ik}$  ( $\Phi$ ) и оптической толщи

$$\tau(h) = \int_h^{\infty} \sigma(h) dh$$

над головой наблюдателя, находящегося на высоте  $h$ .

В нижних слоях тропосферы  $\tau(h)$  легко измеряется, скажем, методом Бугера, по яркости Солнца (см., например, <sup>168</sup>): как показано в <sup>9</sup>, использование для этой цели звезды (см., например, <sup>8</sup>) сопряжено с заметной погрешностью за счет рассеяния воздухом света остальных звезд. Подобные измерения велись неоднократно (см. <sup>1, 8, 9, 168</sup>). Из более поздних работ следует отметить <sup>186</sup>. С учетом естественной неоднородности и неустойчивости атмосферы погрешности определения  $\sigma$  составляют около 30—50% при осреднении по слою толщиной около 1 км. Но выше примерно 6 км такие измерения становятся затруднительными ввиду малости эффекта и необходим уже переход к иным методам.

Детальный теоретический и экспериментальный анализ (<sup>9-13, 26, 37, 64, 65, 71, 168</sup> и др.) привел к выводу, что яркость  $B$  ясного дневного неба на высоте  $h$  при высоком солнце является однозначной функцией  $\tau(h)$  (в первом приближении пропорциональна  $\tau(h)$ ). Поэтому измерения  $B$  на различных высотах могут служить средством измерения высотных зависимостей  $\tau$  и  $\sigma$ , особенно если воспользоваться рекомендациями, разработанными Е. В. Пясковской-Фесенковой и ее сотрудниками <sup>168</sup>.

Ранние работы в этом направлении, описанные в обзорах <sup>1, 8, 9</sup>, в значительной мере устарели, как и посвященный им специальный обзор <sup>187</sup>. К настоящему времени подобные измерения распространены на значительно большие высоты, для чего использовались самолеты <sup>188, 189</sup>

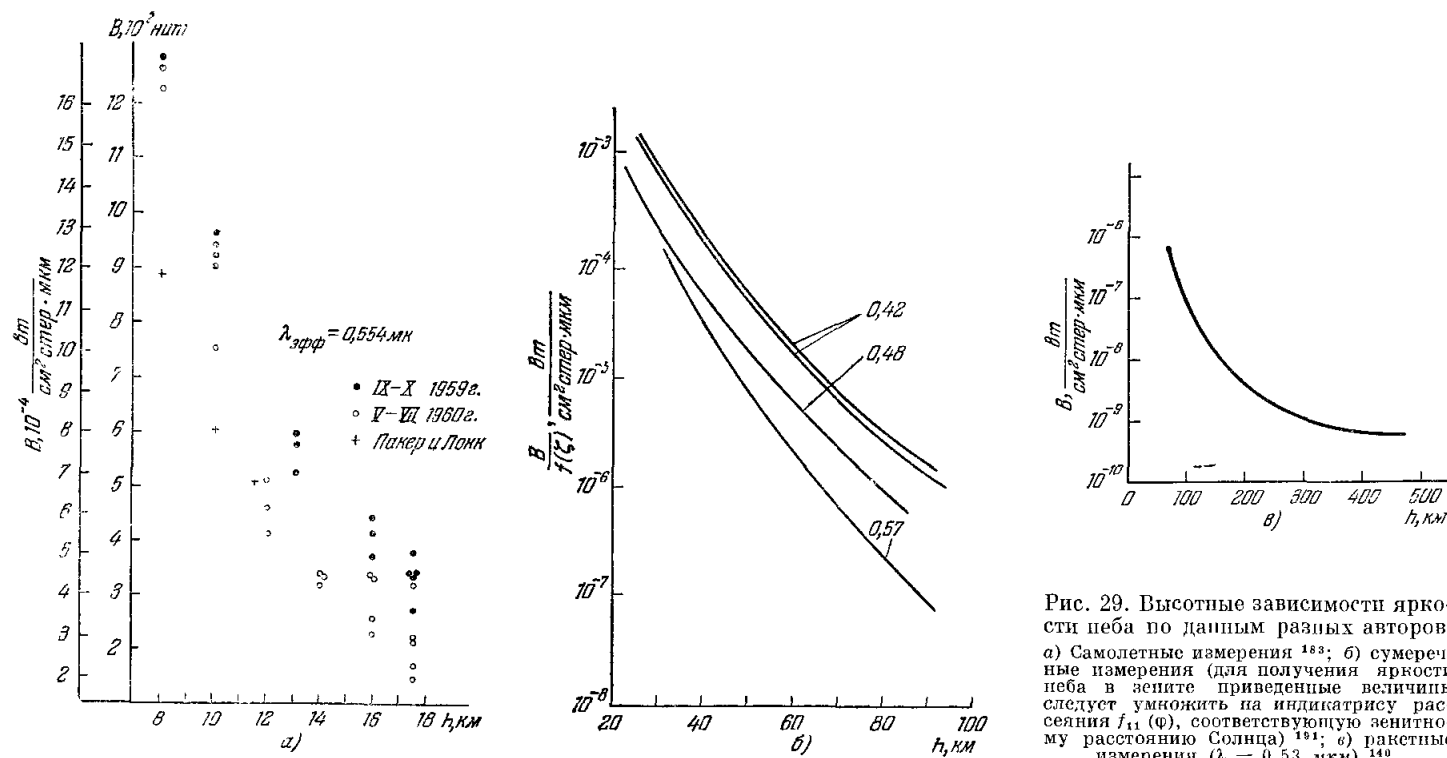


Рис. 29. Высотные зависимости яркости неба по данным разных авторов. а) Самолетные измерения<sup>183</sup>; б) сумеречные измерения (для получения яркости неба в зените приведенные величины следует умножить на индикатрису рассеяния  $f_{11}(\Phi)$ , соответствующую зенитному расстоянию Солнца)<sup>181</sup>; в) ракетные измерения ( $\lambda = 0,53 \text{ мкм}$ )<sup>140</sup>.

(от 8 до 17,5 км), баллоны<sup>190</sup> (до 30 км) и ракеты (до 80 км<sup>191–193</sup> и от 90 до 450 км<sup>138–140</sup>), причем в работах<sup>188, 189</sup> изучались также индикатрисы рассеяния и сезонная изменчивость  $\sigma$ . Погрешность определения коэффициента рассеяния при этом достигает около 1,5–2 крат (эквивалентно погрешности  $\Delta h \cong 3–5$  км), а осреднение по высотам от 1 до 5 км — в зависимости от условий измерений.

Разработанная автором теория сумеречных явлений<sup>9</sup>, объяснявшая их основные, ранее непонятные особенности<sup>9, 94, 107, 194, 195</sup>, привела далее к выводу<sup>196</sup>, что данные наземных измерений яркости сумеречного неба могут быть с достаточной точностью редуцированы к яркости, которую имело бы при тех же атмосферных условиях дневное небо для наблюдателя, находящегося на некоторой эффективной высоте  $\bar{h}$ , зависящей от условий наблюдения. Это позволяет обходиться без дорогостоящих летательных аппаратов и создать наземную сеть регулярной службы наблюдений за изменчивостью стратосферного аэрозоля.

На рис. 29 сопоставлены данные измерений высотного хода яркости дневного неба, выполненных разными методами для высот от 8 до 450 км. Расхождения лежат в пределах нормальной изменчивости самой атмосферы (см. <sup>8, 9</sup>).

Как вытекает из специально развитой теории<sup>9, 107</sup>, наземные измерения пространственной и спектральной картин сумеречного неба при различных погружениях Солнца под горизонт позволяют определить  $\sigma(h)$  в интервале высот от 30–40 км до примерно 90–100 км с погрешностью не более 1,5 крат и неопределенностью высотной привязки около 3–4 км<sup>107, 202</sup>. Аналогичные методы могут быть распространены и на изучение глобальной изменчивости стратосферного аэрозоля, если воспользоваться наблюдениями в области терминатора с космического корабля<sup>9, 111, 112</sup> или из орбитальной комплексной оптической станции (ОКОС) типа «Космос-149» («Космическая стрела», рис. 30), обеспечивающей возможность измерения пространственной и угловой структур поля яркости планеты в ультрафиолетовой, видимой и инфракрасной областях спектра через узкополосные светофильтры и специально предназначенной для экспериментальной проверки новых оптических методов исследования строения и состояния атмосферы<sup>197</sup>.

Недавно В. Г. Фесенков<sup>204–207</sup> развил интересные идеи по совершенствованию сумеречного метода зондирования атмосферы, но они, к сожалению, не были пока использованы для решения конкретных задач путем постановки специализированных наблюдений. Упомянем также об исследованиях, которые ведет в этом направлении Г. Дитце<sup>208</sup>, использующий для индикации стратосферного аэрозоля поляризацию рассеянного им света.

К числу сумеречных методов исследования относятся также фотометрические и поляриметрические наблюдения серебристых облаков<sup>183–185</sup>, для которых высотная привязка достаточно точна, а коэффициент рассеяния определяется с погрешностью не более 1,5 крат (см. также<sup>111, 112</sup>).

На работах, в которых делаются попытки извлечь сведения об аэрозольной структуре атмосферы на основании явно недостаточной по составу информации или при помощи необоснованных методик, мы останавливаться не станем (библиографию их за последние годы можно найти, например, в<sup>32–34</sup>).

Развитие идей, положенных в основу теории сумеречных явлений<sup>9</sup>, позволило также приблизительно воспроизвести основные закономерности высотного, азимутального и спектрального хода яркости светового ореола, окутывающего нашу планету при ее наблюдении извне в дневных и сумеречных условиях, в зависимости от строения атмосферы и состояния

подстилающей поверхности<sup>108-114</sup>. Эти выводы были подтверждены экспериментально наблюдениями с космических кораблей «Восток-6»<sup>109-113</sup> и «Восход»<sup>114, 198</sup>, а также машинными расчетами для некоторых моделей

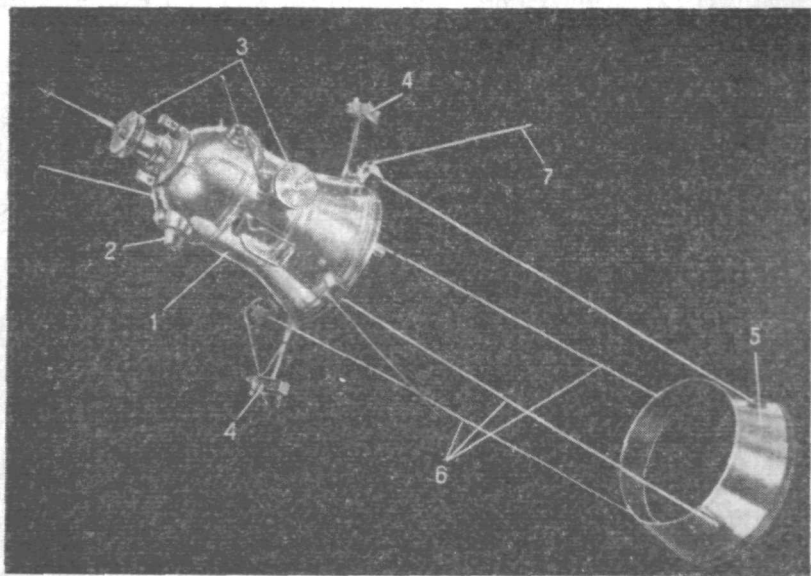


Рис. 30. Орбитальная комплексная оптическая станция «Космос-149»<sup>197</sup>.

1 — герметичный корпус спутника; 2 — иллюминатор телевизионной аппаратуры; 3 — сканирующие телефотометры с интерференционными светофильтрами (на невидимой стороне спутника установлен узкоугольный узкополосный радиометр); 4 — блоки с датчиками энергетических параметров излучения планеты; 5 — аэродинамический стабилизатор; 6 — штанги стабилизатора; 7 — антенны.

атмосферы<sup>118, 199-201</sup>. Один из экспериментально наблюдавшихся случаев яркостного профиля дневного горизонта Земли<sup>114</sup> показан на рис. 31

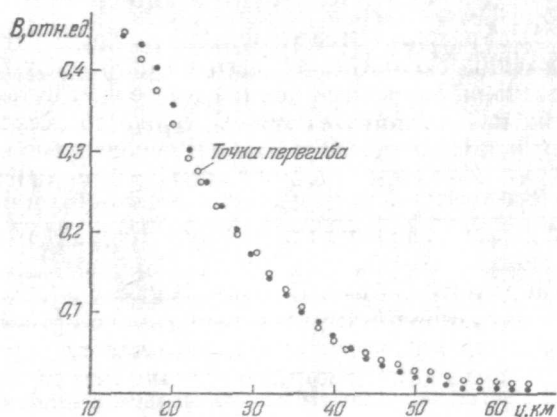


Рис. 31. Яркостный профиль дневного горизонта Земли по наблюдениям из космоса<sup>114</sup>.

(точка перегиба соответствует наблюдаемому извне оптическому краю планеты).

Измерения яркостной структуры нижней части ореола зари с космического корабля<sup>109, 113</sup> позволяют на основе специально развитой теории<sup>9, 108, 111, 112</sup> определить  $\sigma$  для интервала высот от 8 до 25 км с относительной погрешностью около 25% (ср. рис. 13), абсолютной погрешностью около 1,5 крат и погрешностью высотной привязки около 1 км (с осреднением вдоль трас-

сы протяженностью около 500—1000 км). Модельные численные решения прямой задачи в стиле работ<sup>118, 199-201</sup>, строго говоря, не имеют ничего общего с рассмотренной в<sup>9, 108, 111, 112</sup> проблемой ее обращения, хотя,



разумеется, крайне важны с точки зрения апробирования методов ее решения (см. <sup>118</sup>). Верхняя часть яркостной структуры ореола содержит информацию о высотном ходе  $\sigma$  до высот порядка 150—200 км <sup>108, 109, 112</sup>, но пока соответствующая программа не реализована.

Для интервала высот от 12 до 55 км данные о высотном ходе коэффициента рассеяния получены (также на основе специально развитой теории <sup>9, 110, 114</sup>) по измерениям с космического корабля яркостной структуры светового ореола над дневным краем нашей планеты <sup>114, 198</sup>. Абсолютная погрешность определения  $\sigma$  при этом близка к множителю 1,5, а погрешность высотной привязки около  $\pm 3$ —4 км.

Определение  $\sigma$  возможно также по измерениям высотного хода яркости рассеянного света прожектора (наблюдаемого сбоку). Хотя яркость луча прожектора удастся измерять до высот около 60 км <sup>8</sup>, определение  $\sigma$  с удовлетворительной точностью (около 1,5—2 крат при точной высотной привязке) удастся только до высот 45—50 км <sup>8, 16, 117, 158–160, 209, 210</sup>. Однако это возможно лишь на основе специально разработанной теории <sup>8</sup>. В частности, метод извлечения информации, применяемый Л. Эльтерманом <sup>209</sup>, представляется недостаточно корректным, чем и объясняются расхождения данных его последних измерений <sup>209</sup> с результатами его же более ранних работ <sup>16, 17, 210</sup>.

Прямым развитием прожекторного зондирования является зондирование атмосферы при помощи лидаров, т. е. локаторов с оптическими квантовыми генераторами <sup>211–225</sup>, осуществленное уже до высоты 160 км (правда, с резко убывающими для больших высот надежностью и высотным разрешением). Существенное отличие от прожекторного зондирования состоит в том, что этот метод не позволяет варьировать угол рассеяния — измеряемой величиной всегда служит локационное поперечное сечение, т. е. произведение  $\sigma(h)f_{11}$  ( $\varphi = 180^\circ, h$ ). За счет неопределенности и изменчивости функции рассеяния  $f_{11}$  ( $\varphi = 180^\circ$ ) в зависимости от микроструктуры аэрозоля и в особенности вследствие того, что эта величина для дисперсной фазы может быть много меньше, чем для молекулярного рассеяния, погрешность определения  $\sigma$  может достигать нескольких крат (на что обратил специальное внимание Д. Дейрменджиан <sup>226</sup>). Возможно, эта опасность несколько преувеличена, ибо в приземном слое наблюдается сравнительно высокая корреляция между  $f_{11}$  ( $\varphi = 180^\circ$ ) и  $\sigma$  <sup>227, 228</sup>.

Основные черты высотного хода коэффициента рассеяния во всем интервале высот до 100 км, как они вырисовываются по данным оптических измерений, выполнявшихся при участии автора или его сотрудников, в основном по разработанным им методикам, вытекают из рис. 32, а. На рис. 32, б приведены данные <sup>140</sup>, продолжающие ход  $\sigma(h)$  до 450 км.

Прежде всего заметим, что все данные рис. 32, а согласуются между собой, что свидетельствует как об эффективности всех использованных методов, так и о достоверности результатов. Расхождения нигде не выходят за рамки ожидаемых погрешностей, что указывает на соответствие использованных приемов огрубления решения свойствам исследуемого объекта (ибо разрешающую способность метода определяет вводимый в решение сглаживающий алгоритм, играющий роль аппаратной функции).

Наиболее существенным из результатов представляется несомненный и уже упоминавшийся факт, что на всем своем протяжении атмосфера сильно замутнена. Коэффициент рассеяния дисперсной фазы больше молекулярного во всяком случае в несколько раз, и соотношение это сравнительно мало меняется по крайней мере до высоты 90—100 км (см. также <sup>192</sup>). С этим согласуются и данные об индикатрисе рассеяния, мало меняющейся с высотой <sup>107, 189, 195</sup>.

Исключение составляют два довольно узких интервала высот, где воздух обычно почти не замутнен и отношение  $\sigma/\sigma_m$  близко к 1 ( $\sigma_m$  — коэффициент рассеяния света газовой фазой на той же высоте). Это интервал примерно от 5 до 8—9 км (см., например, <sup>1, 8, 9</sup>) и открытый нами интервал 25—30 км <sup>117</sup>, существование которого позволило значительно улучшить привязки абсолютных значений  $\sigma$ , получаемых при прожекторном или лазерном зондировании (см., например, <sup>214</sup>). Причину очищения

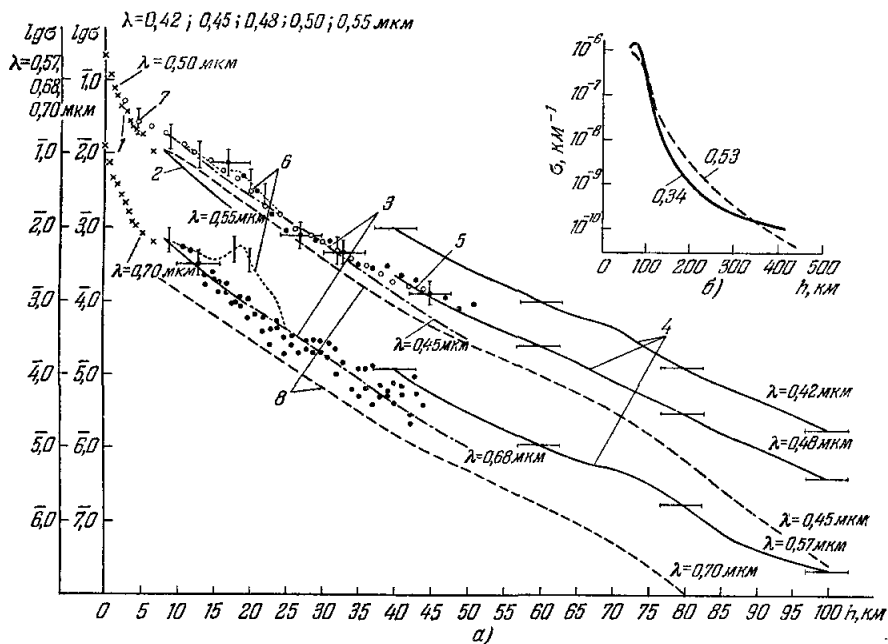


Рис. 32. Высотный ход коэффициента рассеяния для разных участков спектра: а) до 100 км по данным: самолетных измерений яркости Солнца <sup>186, 2</sup> (1), самолетных измерений яркости неба <sup>188</sup> (2), их экстраполяции <sup>117</sup> (3), наземных измерений яркости сумеречного неба <sup>107</sup> (4), измерений яркости светового дыма у дневного края планеты с космического корабля «Восход» <sup>114</sup> (5), измерений яркости зари с космического корабля «Восток-6» <sup>19</sup> (6), прожекторного зондирования с земной поверхности <sup>8, 117</sup> (7) и расчета для молекулярной атмосферы (8); б) от 100 до 450 км по ракетным измерениям <sup>140</sup>.

воздуха в этом интервале можно искать в процессах эпизодического вымывания дисперсной фазы в результате образования перламутровых облаков <sup>157–160</sup>.

Другой важнейшей чертой стратификации атмосферного аэрозоля оказалось существование (иногда весьма длительное) протяженных в горизонтальном направлении сравнительно тонких слоев с повышенной концентрацией ядер конденсации или с повышенной замутненностью воздуха. Слои эти имеют отчетливую тенденцию к возникновению в окрестности температурных инверсий. Поэтому их обычно связывают с явлениями накопления дисперсной фазы в результате изменений динамического режима ее переноса (см., например, <sup>8, 37, 155, 179</sup>). Такой процесс происходит, скажем, в области тропопаузы (9—13 км), где это отчетливо обнаруживается при прожекторном зондировании (рис. 33).

Столь же отчетливо выделяются оптически <sup>1, 8, 9, 186, 230</sup> приземный слой очень высокой замутненности (примерно до 500—1000 м) и продолжающий его слой средней замутненности, верхняя граница которого совпадает обычно с верхней границей конвективного слоя (3—5 км) (ср. рис. 28, б). Это относится, конечно, только к осредненной картине: индивидуальные

зависимости  $\sigma(h)$  много сложнее и отражают конкретные особенности индивидуального состояния погоды (см. <sup>8, 9</sup>).

Явной неожиданностью, требующей пересмотра ряда представлений, было выявление слоя повышенной замутненности в области высот 15—22 км (ср. рис. 13 и 28). Так как этот слой отвечает за красочные явления зари, мы предложили назвать его «заревым» <sup>157</sup>. Хотя сумеречные наблюдения неоднократно указывали на его существование <sup>9, 157, 202</sup>, с достоверностью он был впервые выявлен только при помощи поднимаемых на самолетах ловушек Х. Юнге и его сотрудниками <sup>37</sup>, а затем оптически автором и В. В. Николаевой-Терешковой <sup>109</sup>. Вскоре он подвергся

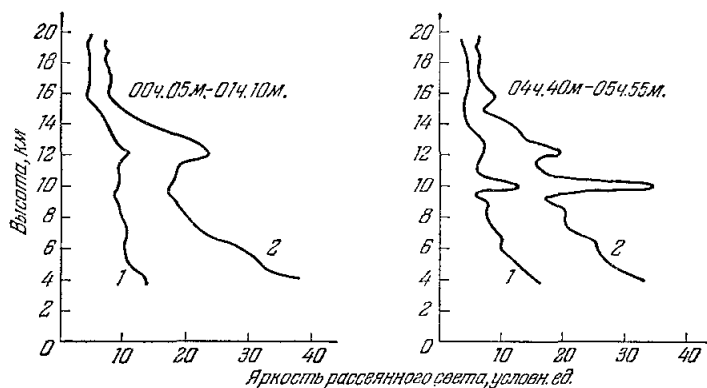


Рис. 33. Высотный ход яркости рассеянного света прожектора в области тропопавзы при двух последовательных зондированиях в зеленой (1) и синей (2) областях спектра одновременно.

детальному изучению при помощи прожекторного <sup>209</sup> и лазерного <sup>214, 221</sup> зондирования. На рис. 34 приведены примеры высотной структуры этого слоя по данным разных авторов (а) и временной изменчивости этой структуры (б). Последняя не могла быть выявлена при помощи ловушек вследствие малой оперативности этого метода (сбор одной пробы требует протяженности трассы самолета около тысячи километров <sup>37</sup>).

Аэрозольные слои наблюдались также в разное время на высотах 30—37 км <sup>8</sup>, 43—45 км <sup>8</sup>, 50—60 км <sup>192</sup>, около 70 км <sup>213</sup>, около 90 км <sup>140, 138</sup> (в том числе косвенно по поведению свечения атомарного натрия <sup>231</sup>), около 120 км <sup>215-219</sup>, а также на различных высотах после вулканических извержений и в окрестностях космодромов (см. <sup>157</sup>).

Хотя в целом оптически выявляемая стратификация воспроизводит обнаруживаемую другими методами стратификацию, отчетливо выступают и некоторые различия. Прежде всего в оптической стратификации заметно проявляется высотный ход относительной влажности <sup>179, 229</sup>, ибо именно он регулирует ход конденсационных процессов. Следует полагать, что в ряде случаев возникновение слоев повышенной замутненности (особенно в стратосфере) связано не с увеличением концентрации частиц, а носит сугубо динамический характер, как это предположил в отношении серебристых облаков Б. В. Миртов <sup>230</sup>. Действительно, частицы, траектории которых пролегают через область повышенной влажности, должны в этой области увеличиваться в размерах и снова уменьшаться по выходе из нее, что должно вести к увеличению замутненности внутри всей области повышенной влажности.

Следует полагать, что таков же механизм образования перламутровых облаков<sup>8, 157-160</sup>.

Сказанное дает основание утверждать, что оптические методы исследования атмосферного аэрозоля смогут оказаться мощным средством изучения динамики атмосферных масс, особенно на больших высотах. Некоторые попытки в этом отношении уже делаются применительно к серебристым облакам<sup>233</sup>. О перспективности таких поисков свидетельствуют также результаты определения пространственных спектров полей

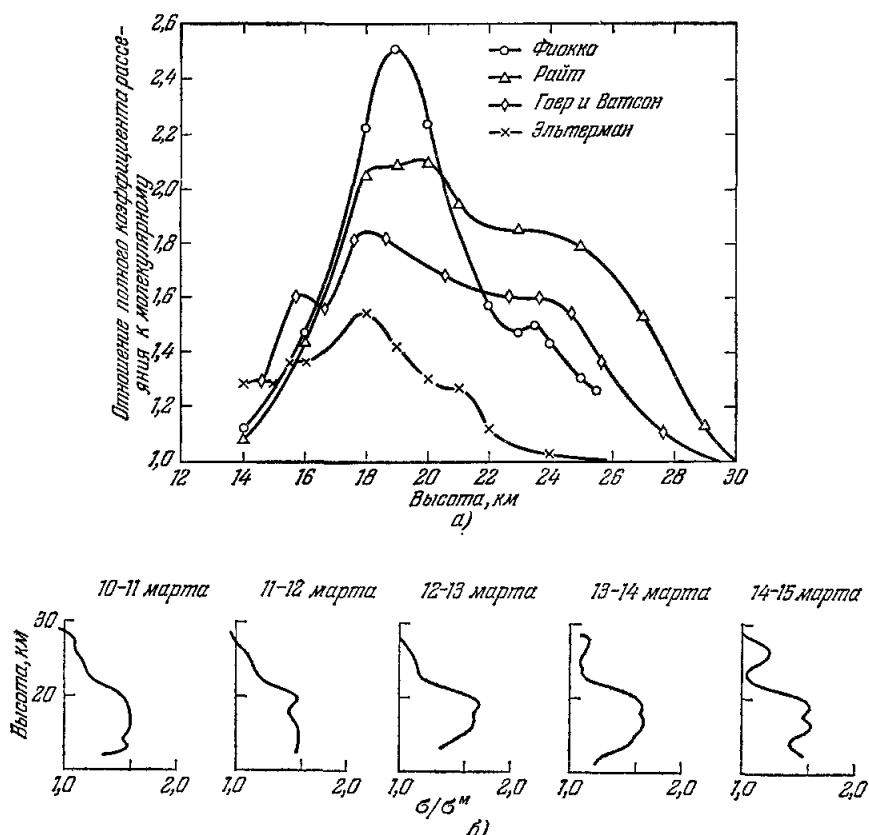


Рис. 34. Высотный ход отношения коэффициента рассеяния воздуха к коэффициенту молекулярного рассеяния на той же высоте для заревого слоя:

а) по данным разных авторов<sup>221</sup>; б) изменчивость ото дня ко дню<sup>214</sup>.

яркости облачности различных типов<sup>90, 161, 162, 232</sup>, явно указывающие на возможность их использования для идентификации различных динамических (турбулентных) режимов.

В заключение отметим, что минувшее десятилетие было главным образом временем разработки новых методов и средств оптического исследования атмосферы, а также их опробования, преимущественно в сугубо предварительном порядке. Эти пробы не только продемонстрировали мощь оптических методов, но и внесли заметные изменения в наши взгляды на свойства и роль дисперсной фазы атмосферного аэрозоля, на ее происхождение и высотное распределение. Сейчас наступает время, когда эти методы смогут уже стать инструментом для изучения геофизических процессов и обнаружения тех физических явлений, которые лежат в их

основе, в первую очередь, конечно, процессов конденсационного преобразования аэрозоля. Поэтому особую актуальность приобретает разработка специализированной аппаратуры для оптического зондирования атмосферы применительно к широкому ассортименту наиболее эффективных методик и создание сети регулярно работающих станций оптического зондирования.

Институт физики атмосферы  
АН СССР

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Г. В. Розенберг, Рассеяние света в земной атмосфере, УФН 71(2), 173 (1960).
2. К. С. Шифрин, Рассеяние света в мутной среде, М., Гостехиздат, 1951.
3. Г. Ван-де-Хюлст, Рассеяние света малыми частицами, М., ИЛ, 1961.
4. Г. В. Розенберг, Особенности поляризации света, рассеянного атмосферой в условиях сумеречного освещения (Диссертация, Москва, 1946).
5. S. Chandrasekhar, Astrophys. J. 105, 424 (1946).
6. В. В. Соболев, Уч. зап. ЛГУ, № 16 (1949).
7. Г. В. Розенберг, УФН 56 (1), 77 (1955).
8. Ю. С. Георгиевский, А. Я. Дривинг, Н. В. Золотавина, Г. В. Розенберг, Е. М. Фейгельсон, В. С. Хазанов, Проекторный луч в атмосфере, М., Изд-во АН СССР, 1960.
9. Г. В. Розенберг, Сумерки, М., Физматгиз, 1963.
10. Е. М. Фейгельсон, М. С. Малкевич, С. Я. Коган, Т. Д. Коронатова, К. С. Глазова, М. А. Кузнецова, Расчет яркости света в атмосфере при анизотропном рассеянии. Часть I, Труды ИФА, № 1, М., Изд-во АН СССР, 1958.
11. В. С. Атрошенко, К. С. Глазова, М. С. Малкевич, Е. М. Фейгельсон, Расчет яркости света в атмосфере при анизотропном рассеянии. Часть II, Труды ИФА, № 3, М., Изд-во АН СССР, 1961.
12. К. С. Шифрин, Н. П. Пятовская, Таблицы наклонной дальности видимости и яркости безоблачного неба, М., Гидрометеиздат, 1959.
13. K. L. Coulson, J. V. Dave, Z. Sekera, Tables Related to Radiation Emerging from a Planetary Atmosphere, University of California, 1960.
14. Т. А. Гермогенова, М. С. Малкевич, Физ. атм. и океана 1 (9), 941 (1965).
15. Т. А. Гермогенова, Л. Д. Краснокутская, Физ. атм. и океана 1 (11), 1160 (1965).
16. L. Elterman, Appl. Optics 3 (10), 1139 (1964).
17. L. Elterman, Atmospheric Attenuation Model 1964 in the Ultraviolet, Visible and Infrared Regions for Altitudes to 50 km, AFRL-64-740, Bedford, Massachusetts.
18. К. Я. Кондратьев, Активометрия, М., Гидрометеиздат, 1966.
19. Е. М. Фейгельсон, Радиационные процессы в слоистообразных облаках, М., Изд-во АН СССР, 1964.
20. Г. В. Розенберг, УФН 91 (4), 569 (1967).
21. В. И. Дианов-Блоков, И. П. Малков, Физ. атм. и океана 2 (5), 537 (1966).
22. В. Г. Кастров, Труды ЦАО, вып. 32 (1959).
23. В. А. Катулин, М. С. Малкевич, И. П. Малков, Г. В. Розенберг, Г. П. Фарапонова, Л. И. Юркова, Труды ГГО, вып. 166, 282 (1964).
24. B. S. Pritchard, W. G. Elliott, J. Opt. Soc. Amer. 50, No. 3 (1960).
25. Г. Ш. Лившиц, В. Е. Павлов, С. П. Милютин, Тр. Астрофиз. ин-та АН КазССР 7, 85 (1966).
26. Г. Ш. Лившиц, Рассеяние света в атмосфере, Тр. Астрофиз. ин-та КазССР 6 (1965).
27. Х. Юнге, Химический состав и радиоактивность атмосферы, М., «Мир», 1965.
28. Б. Дж. Мейсон, Физика облаков, М., Гидрометеиздат, 1961.
29. И. А. Фукс, Механика аэрозолей, М., Изд-во АН СССР, 1956.
30. Z. Podzimek, Físika oblaku a srážek, Praha, 1959.
31. В. Фетт, Атмосферная пыль, М., ИЛ, 1961.
32. Г. В. Розенберг, в сб. «Итоги науки. Геофизика 1963 г.», М., Изд. ВИНТИ, 1965.
33. Г. В. Розенберг, в сб. «Итоги науки. Геофизика 1964 г.», М., Изд. ВИНТИ, 1965.

34. Г. В. Розенберг, в сб. «Итоги науки. Геофизика 1965 г.», М., Изд. ВИНТИ, 1966.
35. О. Д. Бартенева, Е. Н. Довгяло, Е. А. Полякова, Экспериментальные исследования оптических свойств приземного слоя атмосферы, Труды ГГО, вып. 220 (1967).
36. R. W. Fenn, Beitr. Phys. d. Atmosph. 37, 69 (1964).
37. K. Bullrich, R. Eiden, R. Jaenicke, W. Nowak, Optical Transmission on Atmosphere in Hawaii, Met.-Geophys. Inst. d. Universität, Mainz, 1966.
38. J. P. Shedlovsky, I. H. Blifford, Jr., Доклад на XIV Генеральной ассамблее МГТС, Женева, сентябрь 1967 г.
39. О. А. Гермогенова, ДАН СССР 149 (4), 76 (1963).
40. О. А. Гермогенова, Физ. атм. и океана 1 (2), 227 (1965).
41. О. А. Гермогенова, Физ. атм. и океана 2 (3), 290 (1966).
42. Л. С. Долин, Изв. вузов (Радиофизика) 7, 559 (1964).
43. Ю. Н. Барабаненко, В. М. Фалькенберг, ЖЭТФ 53 (3), 978 (1967).
44. В. М. Финкельберг, ЖЭТФ 53 (7), 401 (1967).
45. A. N. Lowan, Tables of Scattering Functions for Spherical Particles, Nat. Bur. Stand. Appl. Math., Ser. 4, Washington D. C., 1948.
46. R. Penndorf, B. Goldberg, New Tables of Mie Scattering Functions for Spherical Particles, Geophys. Res. Directonat. AFCRL-TR-56-204, NAD-98770, Geophys. Res. Paper No. 45, 1956.
47. Chia o Min-chu, G. C. Clark, S. W. Churchill, Tables of Angular Distribution Coefficients for Light Scattering by Spheres, Eng. Res. Inst. Univ. Michigan, 1957.
48. R. H. Giese, E. M. Bary, K. Bullrich, C. D. Vinnemann, Tabellen d. Streungfunktionen und streungverschnittes homogener Kügelchen nach der Mie'schen Theorie, Abh. Deutsch. Akad. Wiss., Klasse Math. Phys. Techn. Nr. 6, Jahrgang 1966.
49. R. Penndorf, Atlas of Scattering Diagrams for  $n=1,33$ , Report. AFCRL-1044, RAD-TR-61-32 AVCO/RAD (1961); Atlas of Scattering Diagrams for  $n=1,5$ , Report AFCRL-62-1131, RAD-TR-63-9 AVCO/RAD (1963).
50. D. Deirmendjian, Tables of Mie Scattering Cross-sections and Amplitudes, Rand Corp. Report R-407-PR (1963).
51. К. С. Шифрин, И. Л. Зельманович, Таблицы по светорассеянию, т. 1, 2, 3, Гидрометеоиздат, 1966, 1967, 1968 гг.
52. G. W. Kattawar, G. N. Plass, Electromagnetic Scattering from Absorbing Spheres, Southwest Center for Advanced Studies, Dallas, Report AFCRL-67-0129, Contract AF 19 (628) — 5039 (1967a).
53. R. Penndorf, Bibliography of Numerical Computations on Scattering and Absorption of Electromagnetic Radiation for Spherical Particles Based on the Mie Theory, AVCO Corp. Mem. (1962g).
54. О. А. Гермогенова, Г. В. Розенберг, Оптика и спектроскопия 14 (4), 125 (1963).
55. О. А. Гермогенова, Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 4, 648 (1962).
56. К. С. Шифрин, Изв. АН СССР, сер. геофиз. 16 (2), 15 (1952).
57. M. Kerker, J. P. Kratochvil, E. Matijevic, J. Opt. Soc. Amer. 52 (5), 551 (1962).
58. R. W. Fenn, H. Oser, Appl. Optics. 4 (11), 1504 (1965).
59. Л. М. Левин, Исследования по физике грубодисперсных аэрозолей, М., Изд-во АН СССР, 1961.
60. D. Deirmendjian, Quart. J. Roy. Mat. Soc. 86, 371 (1960).
61. Г. В. Розенберг, О яркости облаков, Доклад на Всесоюзном межведомственном совещании по рассеянию света в атмосфере, Черновцы, июль 1967 г.
62. Г. В. Розенберг, Ю. Б. Самсонов, Оптика и спектроскопия 17 (6), 927 (1964).
63. К. С. Шифрин, Ж. К. Золотова, Физ. атм. и океана 2 (12), 1311 (1966).
64. K. Bullrich, E. de Bary, W. Blüttner, R. Eiden, G. Hännel, W. Nowak, Research on Atmospheric Optical Radiation Transmission, Met.-Geophys. Inst. d. Universität, Mainz, AFCRL-67-0207, Contract AF 61 (052) — 595, Sc. Rep. Nr. 1, 2, 3, 4, 1966.
65. То же, Final Sc. Report, 1967.
66. Г. В. Розенберг, И. М. Михайлин, Оптика и спектроскопия 5 (6), 671 (1958); ДАН СССР 122 (1), 62 (1958).
67. Г. В. Розенберг, УФН 56 (1), 77 (1955).
68. В. С. Малкова, Физ. атм. и океана 1 (1), 109 (1965).
69. R. Eiden, Appl. Optics 5, 569 (1966).
70. Г. В. Розенберг, Г. И. Горчаков, Физ. атм. и океана 3 (7), 699 (1967).
71. K. Bullrich, Scattered Radiation in the Atmosphere and the Natural Aerosol, Advances in Geophysics, vol. 10, Acad. Press, N.Y., 1964.

72. E. M. B a r y, B. B r a u n, K. B u l l r i c h, Tables Related to Light Scattering in a Turb. Atmosphere, vol. 1, 2, 3, AFCRL-65-710 (I, II, III), Sc. Rep. No. 33 (1965).
73. L. F o i t z i k, Gerl. Beitr. Geophys. **73** (3), 199 (1965).
74. L. F o i t z i k, G. H e b e r m e h l, D. S p r ä n k u c h, Gerl. Beitr. Geophys. **75** (6), 447 (1966); *Optik* **23**, 268 (1965/66).
75. D. D e i r m e n d j i a n, Appl. Optics **3** (2), 187 (1964).
76. D. D e i r m e n d j i a n, Radio Science Journ. **69** (6), Res. 893 (1964).
77. D. S p r ä n k u c h, *Optik* **24**, 595 (1966/67).
78. К. С. Ш и ф р и н, В. Ф. Р а с к и н, *Оптика и спектроскопия* **11**, 268 (1961).
79. К. С. Ш и ф р и н, В. Ф. Р а с к и н, Труды ГГО, вып. 109 (1961).
80. К. С. Ш и ф р и н, А. Я. П е р е л ь м а н, Труды ГГО, вып. 170 (1965).
81. А. Я. П е р е л ь м а н, К. С. Ш и ф р и н, Физ. атм. и океана **2** (6), 606 (1966).
82. К. С. Ш и ф р и н, Э. А. Ч а я н о в а, Физ. атм. и океана **3** (3), 274 (1967).
83. В. С. З у е в, Прозрачность атмосферы для видимых и инфракрасных лучей, М., «Советское радио», 1966.
84. С. Д. Т в о р о г о в, Изв. вузов (Физика), № 1, 87 (1961); № 3, 174; № 4, 175 (1962).
85. В. С. З у е в, М. В. К а б а н о в, Б. П. К о ш е л е в, С. Д. Т в о р о г о в, С. С. Х м е л е в ц е в, Изв. вузов (Физика), № 3, 92 (1964).
86. В. С. З у е в, С. Д. Т в о р о г о в, Изв. вузов (Физика), № 2, 143 (1966).
87. Т. П. Т о р о п о в а, Тр. Астрофиз. ин-та АН КазССР **7**, 97 (1966).
88. Т. П. Т о р о п о в а, С. О. О б а ш е в а, там же, стр. 94.
89. А. Г. Л а к т и о н о в, ДАН СССР **133** (4), 838 (1960).
90. М. С. М а л к е в и ч, А. С. М о н и н, Г. В. Р о з е н б е р г, Изв. АН СССР, сер. геофиз. **28** (3), 394 (1964).
91. Г. В. Р о з е н б е р г, Изв. АН СССР, сер. геофиз. **21**, 1473 (1957).
92. Г. В. Р о з е н б е р г, УФН **69** (1), 57 (1959).
93. Г. В. Р о з е н б е р г, в сб. «Спектроскопия светорассеивающих сред», Минск, Изд-во АН БССР, 1963, стр. 5—35; Smithsonian Institution Astrophysical Observatory, Astronomical Papers Translated from the Russian, No. 9, 1966.
94. Г. В. Р о з е н б е р г, УФН **79** (3), 441 (1963).
95. Г. В. Р о з е н б е р г, Пути развития атмосферной оптики, в сб. «Актинометрия и атмосферная оптика», М., Гидрометеиздат, 1961.
96. Г. В. Р о з е н б е р г, Физ. атм. и океана **3** (9), 936 (1967).
97. См., например, В. И. М о р о з, Физика планет, М., «Наука», 1967.
98. Г. В. Р о з е н б е р г, ДАН СССР **148** (2), 300 (1963).
99. Z. S e k e r a, Icarus **6** (3), 348 (1967); G. V. R o z e n b e r g, Z. S e k e r a, Доклад на XIV Генеральной ассамблее МГТС, Женева, сентябрь 1967 г.
100. Ю. Р. М у л л а м а а, Г. В. Р о з е н б е р г, Физ. атм. и океана **1** (3), 282 (1965).
101. А. Н. Т и х о н о в, ДАН СССР **151** (3), 501 (1963).
102. А. Н. Т и х о н о в, ДАН СССР **153** (1), 49 (1963).
103. М. М. Л а в р е н т ь е в, О некорректных задачах математической физики, Новосибирск, Изд-во СО АН СССР, 1962.
104. D. Q. W a r k, H. E. F l e m m i n g, Month. Weather Rev. **94** (6), 351 (1966).
105. S. T w o m e y, там же, стр. 363.
106. F. S a i e d y, H. J a c o b o w i t z, D. Q. W a r k, J. Amer. Sci. **24**, 63 (1967).
107. В. К. П ы л д м а а, Г. В. Р о з е н б е р г, Физ. атм. и океана **2** (8), 820 (1966).
108. Г. В. Р о з е н б е р г, Физ. атм. и океана **1** (4), 377 (1965).
109. Г. В. Р о з е н б е р г, В. В. Н и к о л а с в а - Т е р е ш к о в а, Физ. атм. и океана **1** (4), 386 (1965).
110. Г. В. Р о з е н б е р г, А. Б. С а н д о м и р с к и й, Г. И. Т р и ф о н о в а, Физ. атм. и океана **1** (12), 1270 (1965).
111. Г. В. Р о з е н б е р г, Физ. атм. и океана **2** (1), 39 (1966).
112. Г. В. Р о з е н б е р г, в сб. «Метеорологические исследования», № 12, М., «Наука», 1966, стр. 30.
113. А. Я. Д р и в и н г, И. М. М и х а й л и н, Г. В. Р о з е н б е р г, А. Б. С а н д о м и р с к и й, Г. И. Т р и ф о н о в а, Физ. атм. и океана **2** (10), 1046 (1966).
114. Г. В. Р о з е н б е р г, А. Б. С а н д о м и р с к и й, Физ. атм. и океана **3** (2), 151 (1967).
115. R. N. B r a c e w e l l, J. Opt. Soc. Amer. **45**, 873 (1955); Austral. J. Phys. **7**, 615 (1954).
116. D. M. H u n t e n, J. Atm. Terr. Phys. **17**, 295 (1960).
117. Г. В. Р о з е н б е р г, А. Б. С а н д о м и р с к и й, В. К. П ы л д м а а, в сб. «Серебристые облака», Труды Международного симпозиума (Таллин, 1966 г.), М., Изд. ВИНТИ, 1967, стр. 94.
118. Г. И. М а р ч у к, Г. А. М и х а й л о в, Физ. атм. и океана **3** (4), 394 (1967).
119. Г. И. Г о р ч а к о в, Г. В. Р о з е н б е р г, Физ. атм. и океана **1** (12), 1279 (1965).

120. Г. И. Горчаков, Г. В. Розенберг, Физ. атм. и океана 3 (6), 611 (1967).
121. Г. И. Горчаков, Физ. атм. и океана 2 (6), 595 (1966).
122. А. Я. Дривинг, И. М. Михайлин, Г. В. Розенберг, в сб. «Актинометрия и оптика атмосферы», М., «Наука», 1964, стр. 134.
123. А. Я. Дривинг, И. М. Михайлин, Г. В. Розенберг, Физ. атм. и океана 3 (8), 908 (1967).
124. Ю. С. Любовева, Г. В. Розенберг, Физ. атм. и океана 2 (3), 248 (1966).
125. Г. В. Розенберг, Ю. С. Любовева, Физ. атм. и океана 3 (2), 172 (1967).
126. Ю. С. Георгиевский, Физ. атм. и океана 2 (5), 494 (1966).
127. Ю. С. Георгиевский, Доклад на Всесоюзном межведомственном совещании по рассеянию света в атмосфере, Черновцы, июнь 1967 г.
128. Г. И. Марчук, Косм. исследования 2 (3), 462 (1964).
129. К. С. Шифрин, Тр. Всес. заочн. лесотех. ин-та, № 2 (1956).
130. К. С. Шифрин, В. И. Голиков, в сб. «Исследование облаков, осадков и грозового электричества», М., Изд-во АН СССР, 1961, стр. 266.
131. К. С. Шифрин, В. И. Голиков, Труды ГГО, вып. 170 (1965).
132. К. С. Шифрин, И. Б. Колмаков, Физ. атм. и океана 2 (8), 851 (1966); 3 (11) (1967); Труды ГГО, вып. 203, 138 (1967).
133. К. С. Шифрин, А. Я. Перельман, Оптика и спектроскопия 15 (4) 533; 15 (6), 803 (1963); 16 (1), 117 (1964); 20 (1), 19, 143 (1966).
134. К. С. Шифрин, А. Я. Перельман, В. Г. Бахтияров, Физ. атм. и океана 2 (7), 762 (1966); Оптика и спектроскопия 20 (4), 692 (1966); Tellus 18 (2), 516 (1966).
135. К. С. Шифрин, Физ. атм. и океана 2 (9), 928 (1966).
136. V. G. Bakh'tiarov, L. Foitzik, A. J. Perelman, K. S. Shifrin, Pure and Appl. Geophysics 64 (11), 204 (1966).
137. В. Г. Бахтияров, Труды ГГО, вып. 183, 84 (1966).
138. А. Е. Микиров, в сб. «Искусственные спутники Земли», вып. 13, М., Изд-во АН СССР, 1962, стр. 97.
139. А. Е. Микиров, Косм. исследования 3 (2), 284 (1965).
140. А. Е. Микиров, Геомагнетизм и аэрономия, № 4, 748 (1967).
141. В. П. Козлов, Оптика и спектроскопия 16, 501 (1964); 17, 278 (1964).
142. В. П. Козлов, ДАН СССР 166, 779 (1966).
143. М. С. Малкевич, Доклад на XV конгрессе по астронавтике, Варшава, 1964 г.
144. М. С. Малкевич, В. И. Татарский, в сб. «Исследование космического пространства», М., «Наука», 1965, стр. 104.
145. М. С. Малкевич, В. И. Татарский, Косм. исследования 3 (3), 444 (1965).
146. В. П. Козлов, Физ. атм. и океана 2, 137 (1966); 2, 1230 (1966).
147. M. S. Malkevich, V. P. Kozlov, J. A. Gorchakov, Tellus (1967).
148. А. М. Обухов, Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 3, 432 (1960).
149. К. И. Божьев, А. Я. Дривинг, И. П. Малков, И. М. Михайлин, Г. В. Розенберг, Г. Д. Туркин, Физ. атм. и океана 1 (1), 114 (1965).
150. Л. Г. Елагина, Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 8, 1100 (1962); № 12, 1860 (1963).
151. Ю. С. Любовева, Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 5, 794 (1964).
152. Ю. С. Георгиевский, В. И. Дианов-Клоков, Г. Д. Туркин, Физ. атм. и океана 1 (8), 880 (1965).
153. В. И. Дианов-Клоков, О. А. Матвеева, Физ. атм. и океана 1 (12) (1966).
154. В. И. Дианов-Клоков, Оптика и спектроскопия 20 (6), 954 (1966); 21 (4), 413 (1966).
155. Е. С. Селезнева, Атмосферные аэрозоли, М., Гидрометеиздат, 1966.
156. О. Д. Бартенева, Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 12, 1852 (1960).
157. Г. В. Розенберг, Природа, № 3, 26 (1966).
158. А. Я. Дривинг, А. И. Смирнова, Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 3, 337 (1958).
159. А. Я. Дривинг, П. В. Золотавина, М. Н. Полозова, А. И. Смирнова, Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 5, 613 (1958).
160. А. Я. Дривинг, Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 3, 410 (1959).
161. В. А. Катулин, М. С. Малкевич, И. П. Малков, Г. В. Розенберг, Л. И. Юркова, Труды ГГО, вып. 166, 282 (1964).
162. В. А. Катулин, Б. П. Козырев, М. С. Малкевич, Г. В. Розенберг, Г. П. Фарапонова, в сб. «Актинометрия и оптика атмосферы», М., «Наука», 1964, стр. 54.



163. Ю. С. Георгиевский, Доклад на Всесоюзном межведомственном совещании по рассеянию света в атмосфере, Черновцы, июнь 1967 г.
164. Vigrou, Ann. Phys. 8, 709 (1953).
165. R. Pennedorf, J. Opt. Soc. Amer. 47 (2) (1959).
166. W. Heilpern, Helv. Phys. Acta. 14, 329 (1941); 19, 249 (1946); 22, 105 (1949); 25, 753 (1952).
167. R. W. Ditschburn, P. A. Young, J. Atmosph. Terrestr. Phys. 24 (1962).
168. Е. В. Пясковская-Фесенкова, Исследование рассеяния света в земной атмосфере, М., Изд-во АН СССР, 1957.
169. F. W. Went, Proc. Nat. Acad. Sci. USA 46, 212 (1960).
170. F. W. Went, Proc. Nat. Acad. Sci. USA 51, 1259 (1964).
171. R. A. Rasmussen, F. W. Went, Proc. Nat. Acad. Sci. USA 53, 215 (1965).
172. F. W. Went, Tellus 18 (2), 549 (1966).
173. J. Tindal, Fragments of Science 1 (1897).
174. A. Arnulf, J. Bricard, E. Cure, C. Veret, Rev. d. Optique 38 (3), 105 (1959); M. Deloncle, Etude photo-electrique des aerosols volatils, Paris, Edit. Rev. d'Optique, ser. A, 4066, Nr. 4917 (1963).
175. A. J. Dyer, G. B. Hicks, Nature 208 (No. 5006), 131 (1965).
176. F. Volz, Tellus 17 (4), 513 (1965); Science 144, 1121 (1964).
177. F. Volz, J. de recherches atmospher. 3, 27 (1966).
178. R. A. Skrivaneck, в сб. «Серебристые облака», М., Изд. ВИНТИ, 1967, стр. 135; C. L. Hemenway, R. K. Soberman, G. Witt, Tellus 16 (1), 84 (1964).
179. G. Witt, там же, стр. 112.
180. M. Shafir, M. Humi, там же, стр. 119.
181. C. Junge et al., J. Meteorol. 18 (6), 746 (1961); J. Geophys. Res. 66 (7), 61 (1961).
182. C. Störmer, Geophys. Publ. (Oslo) 12 (13) (1940).
183. Ч. И. Вилман, Труды совещания по серебристым облакам, т. III, Таллин, 1962.
184. О. Б. Васильев, там же.
185. G. Witt, J. Geophys. Res. 65, 925 (1960).
186. Ю. И. Рабценович, Л. Н. Гусева, Труды ГГО, вып. 118 (1961).
187. J. N. Hugon, Appl. Optics 3 (10), 1135 (1964).
188. А. Б. Сандомирский, Н. П. Альтовская, Г. И. Трифонова, Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 7, 121 (1964).
189. А. Б. Сандомирский, Н. П. Альтовская, Г. И. Трифонова, Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 6, 958 (1964).
190. G. Newkirk, Jr., J. A. Eddy, J. Atmosph. Sci. 21, 35 (1964).
191. F. Rössler, Geofisica pura e applicata 56, 123 (1963).
192. F. Rössler, The Aerosol-Layer in the Stratosphere, Deutsch-Französisches, Forschungsinstitut, St.-Luis, France, Preprint, 1967.
193. E. de Vary, F. Rössler, J. Geophys. Res. 71 (4), 1011 (1966).
194. В. К. Пылдмаа, Физ. атм. и океана 1 (11), 1163 (1965).
195. В. К. Пылдмаа, Изв. АН ЭССР, сер. физ.-матем. и тех. наук 15 (4), 519 (1966).
196. Г. В. Розенберг, В. К. Пылдмаа, Измерение высотного хода яркости дневного неба сумеречным методом. Доклад на Всесоюзном межведомственном совещании по рассеянию света в атмосфере, Черновцы, июнь 1967 г.
197. Г. В. Розенберг, М. С. Малкевич, А. М. Касаткии, Ю. И. Зайцев, Природа, № 9, 69 (1967).
198. Г. В. Розенберг, А. Б. Сандомирский, В. Н. Сергеевич, Д. М. Сонечкин, К. П. Феоктистов, в сб. «Исследования космического пространства», М., «Наука», 1965, стр. 62.
199. Г. И. Марчук, Г. А. Михайлов, Физ. атм. и океана 3 (3), 258 (1967).
200. О. И. Смоктий, там же, 3 (3), 245 (1967).
201. О. И. Смоктий, там же, 3 (5), 496 (1967).
202. F. E. Volz, R. M. Goody, J. Atmosph. Sci. 19 (5), 385 (1962).
203. Л. И. Копрова, Доклад на Всесоюзном межведомственном совещании по рассеянию света в атмосфере, Черновцы, июнь 1967 г.
204. В. Г. Фесенков, в сб. «Рассеяние и поляризация света в земной атмосфере», Алма-Ата, Изд-во АН КазССР, 1962, стр. 214.
205. В. Г. Фесенков, Доклад на Совещании по серебристым облакам, Тарту, 1966.
206. В. Г. Фесенков, в сб. «Серебристые облака», М., Изд. ВИНТИ, 1967, стр. 85.
207. В. Г. Фесенков, Доклад на Всесоюзном межведомственном совещании по рассеянию света в атмосфере, Черновцы, июнь 1967 г.
208. См., например: Г. Дитце, в сб. «Рассеяние и поляризация света в земной атмосфере», Алма-Ата, Изд-во АН КазССР, 1962.
209. L. Elterman, An Atlas of Aerosol Attenuation and Extinction Profiles for the Troposphere and Stratosphere, AFCLR-66-828 Res., Paper No. 241 (1966).

210. L. Elterman, A. B. Campbell, J. Atm. Sci. **21**, 457 (1964).
  211. G. Fio c c o, G. C r a m s, J. Atmosph. Sci. **21** (3), 323 (1964); Tellus **18**, 34 (1964).
  212. G. Fio c c o, L. D. S m u l l i n, Nature **199**, 1275 (1963).
  213. G. Fio c c o, в сб. «Серебристые облака», М., Изд. ВИНТИ, 1967.
  214. G. C r a m s, G. Fio c c o, The Stratosphere Aerosol Layer During 1964 and 1965, NASA Sci. Rep. Grants. NGR-22-009-(114) NSR-22-009-131, Man. Technol., 1966.
  215. W. C. B a i n, M. C. S a n d f o r d, J. Atm. Terr. Phys. **28**, 543 (1966).
  216. W. C. B a i n, M. C. S a n d f o r d, Nature **210**, 826 (1966).
  217. B. R. C l e m e s h a et al., Nature **209**, 184 (1966).
  218. B. R. C l e m e s h a et al., Appl. Meteorol. **6**, 386 (1967).
  219. B. R. C l e m e s h a et al., Nature **214**, 261 (1967).
  220. R. T. C o l l i s, Quart. J. Roy. Meteorol. Soc. **92**, 392 (1966).
  221. G. G. G o y e r, Laser Techniques for Observing the Upper Atmosphere, Доклад на XIV Генеральной ассамблее МГТС, Женева, сентябрь 1967 г.
  222. G. G. G o y e r, R. W a t s o n, Bull. Amer. Meteorol. Soc. **44**, No. 564 (1963).
  223. M. H i r o n o, J. Radio Res. Labor. (Japan) **11**, 251 (1964).
  224. G. S. K e n t et al., Atmosph. Terr. Phys. **29**, 169 (1967).
  225. M c C o r m i k et al., Nature **209**, 798 (1966).
  226. D. D e i r m e n d j i a n, J. Geophys. Res. **70** (3), 743 (1965).
  227. О. Д. Б а р т е н е в а, Изв. АН СССР, сер. геофиз. **26** (1), 852 (1960).
  228. R. W. F e n n, Appl. Optics **5** (2), 293 (1966).
  229. Г. П. Ф а р а п о н о в а, Физ. атм. и океана **1** (6), 607 (1965).
  230. Б. В. М и р т о в, Доклад на Совещании по серебристым облакам, Тарту, 1966.
  231. Т. М. Д о п а н у е, Доклад на XIV Генеральной ассамблее МГТС, Женева, сентябрь 1967 г.
  232. Л. Г. И с т о м и н а, Физика атм. и океана **2** (3), 263 (1966).
  233. См., например, в сб. «Серебристые облака», М., Изд. ВИНТИ, 1967.
  234. М. С. М а л к е в и ч, И. П. М а л к о в, Л. А. П а х о м о в а, Г. В. Р о з е н б е р г, Г. П. Ф а р а п о н о в а, Космические исследования **2** (2), 257 (1964).
  235. См., например, Rep. Study Conference on the Global Atmospheric Research Program (GARP), Stockholm, June 1967.
-