

В.Л. Дворцов, С.Г. Звенигородский

К ОЦЕНКЕ ОБЛАЧНЫХ И ПОСТВУЛКАНИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ ПРИ РАСЧЕТЕ ХАРАКТЕРИСТИК ПОЛЯ УФ- И ВИДИМОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В РАДИАЦИОННО-КОНВЕКТИВНЫХ И ФОТОХИМИЧЕСКИХ МОДЕЛЯХ АТМОСФЕРЫ

Предложена простая и эффективная параметризация облачности, позволяющая вычислять потоки солнечной радиации и константы фотодиссоциации с помощью любого двухпоточного метода при заданной оптической толщине ($\tau_c \approx 8$) или альбедо облака. Оценены изменения потоков и констант фотолиза в поствулканический период, а также в присутствии облачности для широкого спектра значений зенитного угла Солнца, альбедо облака и подстилающей поверхности.

1. Введение

Расчет потоков солнечной радиации в УФ- и видимом (УФВ) диапазонах с подробным спектральным разрешением является неотъемлемой внутренней процедурой радиационно-конвективных и фотохимических моделей атмосферы (РКМА и ФХМА). Для этой цели применяются различные модификации двухпоточного метода, позволяющего сочетать высокое быстродействие с точностью и универсальностью.

Как показывают результаты современных исследований [1–3], газовый состав и термический режим в различных слоях атмосферы претерпевают существенные изменения под воздействием облачности и продуктов вулканических извержений. Характер этих изменений во многом связан с трансформацией полей УФ и видимого излучения, определяющих величины скоростей нагревания атмосферы и констант фотодиссоциации оптически активных малых атмосферных газовых составляющих.

Вопрос об учете облачных и вулканических неоднородностей при решении уравнения переноса радиации в атмосфере рассматривался в работах [1, 2, 4]. В настоящей работе получен ряд оценок воздействия таких неоднородностей на потоки солнечного излучения и скорости некоторых ключевых реакций фотодиссоциации.

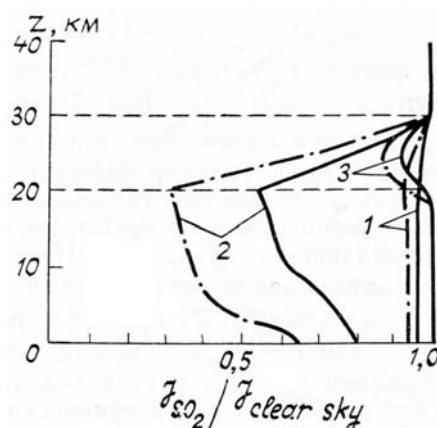


Рис. 1. Константы фотодиссоциации в присутствии вулканического облака в отношении к величинам для чисто молекулярной атмосферы. Зона локализации вулканического облака расположена на высотах 20–30 км. Отношение смеси SO₂: сплошная линия — 0,05 млн⁻¹, штрихпунктирная линия — 0,1 млн⁻¹; 1 — реакция $O_3 + h\nu \rightarrow O_2 + O(^1D)$; 2 — реакция $O_2 + h\nu \rightarrow O + O$; 3 — реакция $HNO_3 + h\nu \rightarrow OH + NO_2$

2. Особенности переноса УФ-радиации в поствулканический период

Одним из существенных факторов, приводящих к возмущению оптического состояния стратосферы в поствулканический период, наряду с увеличением аэрозольной оптической толщины, оказывается вынос на высоты 20–30 км большого количества двуокиси серы (SO₂). Это соединение, как

известно, интенсивно поглощает излучение на длинах волн короче 310 нм. В наших расчетах вулканическое облако имитировалось заданием постоянного по высоте отношения смеси в интервале 20–30 км со значениями 0,05 и 0,1 млн⁻¹ [4]. Выполненные численные эксперименты (рис. 1) позволяют сделать ряд выводов о характере фотодиссоциации оптически активных газов в поствулканический период.

1. Вынос двуокиси серы на стратосферные высоты оказывается существенным для режима фотодиссоциации газов, оптически активных в диапазоне длин волн менее 310 нм.

2. Очевидно, что наибольший эффект для значений констант фотолиза имеет место в вулканическом слое 20–30 км (рис. 1), однако ниже этого слоя происходит быстрая релаксация эффекта. Это вызвано перераспределением с высотой вклада в фотодиссоциацию различных частей спектра в пользу относительного увеличения роли квантов с $\lambda \gtrsim 300$ нм, где поглощение SO₂ резко падает.

3. Особенности переноса УФВ радиации в присутствии облачности

Параметризация облачности. Стандартный способ расчета полей УФВ солнечного излучения в атмосфере в присутствии аэрозоля, в том числе облачного, состоит в том, что при решении уравнения переноса радиации учитываются физические и оптические характеристики аэрозольных частиц: распределение по размерам, состав и т.д. [5, 6]. Недостатком такого подхода является его громоздкость. Зависимость поля радиации от параметров облачных частиц оказывается весьма сложной, что затрудняет качественное понимание характера радиационных эффектов облачности. Кроме того, подобный подход непригоден для учета облачности в рамках метода Изаксена-Лютера [7, 8], часто используемого в радиационных блоках современных ФХМА и РКМА.

В ряде случаев предпочтительнее оказывается другой прием, состоящий в параметризации облачного слоя в целом. Такие параметризации используют единственную макрохарактеристику, а именно альбедо облака A_c .

Предлагаемая в настоящей работе параметризация базируется на идеях, заложенных в работах [2, 9]. Следуя [2, 9], будем рассматривать облако как бесконечно протяженный слой, расположенный между уровнями i_c и i_{c+1} плоскопараллельной атмосферы. Как показывают расчеты [9], при заданной оптической толщине облака его альбедо возрастает с увеличением угла падения исходного потока солнечной радиации, поэтому введем, как это сделано в [9], альбедо A_c^0 для прямого потока, определяемое зенитным углом Солнца Θ_0 , и альбедо A_c^* для диффузного излучения.

Коэффициенты отражения и пропускания облачного слоя для прямого и диффузного потоков определим следующим образом:

$$R_c^0 = A_c^0 r_{i_c}; \quad (1)$$

$$R_c^* = A_c^* r_{i_c}; \quad (2)$$

$$T_c^0 = (1 - A_c^0) t_{i_c}; \quad (3)$$

$$T_c^* = (1 - A_c^*) t_{i_c}, \quad (4)$$

где фактор $r_{i_c} = t_{i_c} = e^{-\tau_{a,i_c}/\bar{\mu}}$ описывает поглощение атмосферными газами в слое $i_c \div i_{c+1}$; в ближнем УФ и видимом диапазоне τ_{a,i_c} определяется оптической толщиной озона: $\tau_{a,i_c} = \tau_{O_3,i_c}$; $1/\bar{\mu} = 1,66$ – средний секанс (фактор диффузности).

Для расчета полей солнечной радиации в присутствии облачности можно воспользоваться любым двухпоточковым методом (например, метод δ -Эддингтона [10], метод Изаксена–Лютера [7, 8] и т.д.).

Коэффициенты отражения и пропускания $R_i^0, R_i^*, T_i^0, T_i^*$ при $i > i_c$, а также R_i^*, T_i^* при $i < i_c$ рассчитываются для чисто молекулярной атмосферы, а коэффициенты $R_{i_c}^0, R_{i_c}^*, T_{i_c}^0, T_{i_c}^*$ находятся из выражений (1)–(4) (метод δ -Эддингтона и др.), либо из аналогичных соотношений для актинических потоков (метод Изаксена–Лютера):

$$\tilde{R}_c^0 = 2\mu_0 R_c^0; \quad (5)$$

$$\tilde{R}_c^* = R_c^*; \quad (6)$$

$$\tilde{T}_c^0 = 2\mu_0 T_c^0; \quad (7)$$

$$\tilde{T}_c^* = T_c^* \tag{8}$$

где $\mu_0 = \cos\Theta_0$, Θ_0 — зенитный угол Солнца.

При расчете потоков ниже облака ($i < i_c$) необходимо учитывать тот факт, что, как показано в [9], излучение ниже оптически толстого ($\tau_c \approx 8$) облака можно считать чисто диффузным, т.е. при $i < i_c$ прямые потоки $F_i^0 = 0$.

Обсуждение результатов. Рис. 2 позволяет сравнить оценки воздействия облачности на потоки солнечной радиации, выполненные с помощью описанной выше параметризации для облака в поглощающей и рассеивающей атмосфере по методу Изаксена—Лютера, с результатами [9], полученными в приближении консервативного (чисто рассеивающего) изолированного (атмосфера оптически прозрачна) облака по методу δ -Эддингтона, исходя из параметров облачного аэрозоля.

В видимой части спектра наблюдается практически полное совпадение (расхождение при малых значениях A_c^0 на рис. 2, в объясняется непригодностью параметрического задания облака при расчете подоблачных потоков в случае оптически тонкого облака ($\tau_c \approx 8$, см. [9])). С уменьшением длины волны оптическая толщина атмосферы становится существенной, что приводит к значительному уменьшению потоков. Однако при $A_g = 0$ рассеяние несколько увеличивает УФ-потоки выше оптически тонкого ($A_c^0 \approx 0,175$) облака по сравнению с потоками в видимой части спектра (рис. 2, а, б).

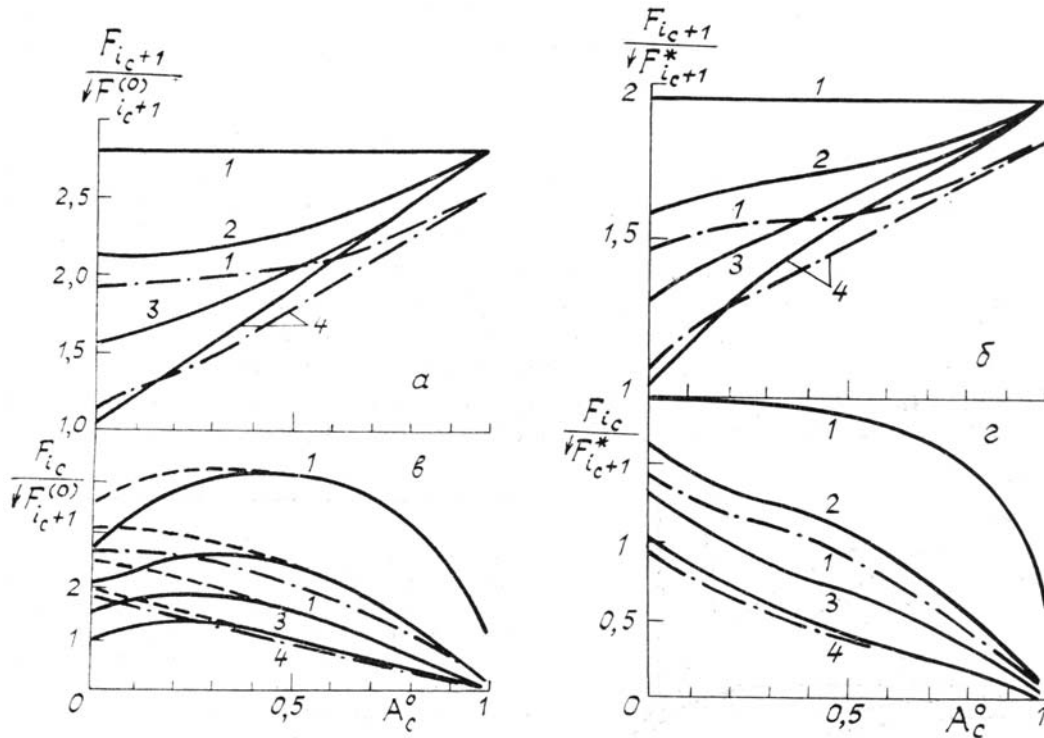


Рис. 2. Полные монохроматические актинические потоки выше и ниже облака в отношении к исходному потоку, $\Theta_0 = 20^\circ$, в зависимости от альbedo облака при значениях альbedo подстилающей поверхности: 1 — $A_g = 0,95$; 2 — $A_g = 0,6$; 3 — $A_g = 0,3$; 4 — $A_g = 0$. а — выше облака, коллимированный исходный поток; б — выше облака, изотропный исходный поток; в — ниже облака, коллимированный исходный поток; г — ниже облака, изотропный исходный поток. Сплошные линии — результаты [9] (консервативное изолированное облако, метод δ -Эддингтон); штриховые ($\lambda = 550$ нм) и штрихпунктирные — ($\lambda = 290$ нм) результаты настоящей работы. На рис. 2, а, 2, б, 2, г сплошные и штриховые линии совпадают

На рис. 3 представлены отношения потоков в присутствии облака к потокам в безоблачной атмосфере для $z = 0$ км (уровень подстилающей поверхности), $z = 2$ км (уровень верхней границы облака) и $z = 10$ км в зависимости от длины волны излучения. Если спектральный ход отношений потоков при $z = 0$ км, $\Theta_0 = 20^\circ$ (кривая 1), а также при $z = 10$ км (5, 6) легко объяснить увеличением поглощения в УФ, то с отношениями подоблачных потоков при $\Theta_0 = 72^\circ$ (2) и потоков на уровне верхней границы облака (3, 4) дело обстоит несколько сложнее. Для большей наглядности остановимся на случае $A_g = 0$.

Слабый максимум (кривая 3) при $\lambda \sim 350$ нм объясняется вкладом потоков, отраженных облаком и рассеянных в надоблачной атмосфере. Особый интерес представляют максимумы 2 и 4 при $\lambda \sim 300$ нм. Тот факт, что УФ-потоки могут менее эффективно ослабляться облаком, чем потоки в

видимой части спектра, был установлен в результате сравнения отношений констант реакции фотолиза $O_3 + h\nu \rightarrow O_2 + O(^1D)$ ($J^*(O_3)$) и $NO_2 + h\nu \rightarrow NO + O$ ($J(NO_2)$) для безоблачной атмосферы и в присутствии облачности как расчетным [6], так и экспериментальным [11] путем. Параметризация, заданная выражениями (5)–(8), позволяет дать этому простое и наглядное объяснение.

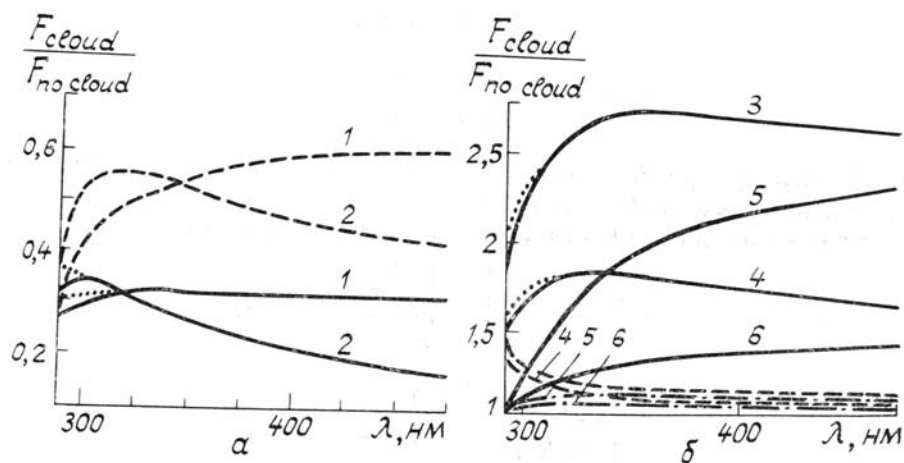


Рис. 3. Полные монохроматические актинические потоки выше и ниже облака в отношении к потокам в безоблачной атмосфере в зависимости от длины волны при $A_c^0 = 0,8$: а – ниже облака, б – выше облака: 1 – $z = 0$, $\Theta_0 = 20^\circ$; 2 – $z = 0$, $\Theta_0 = 70^\circ$; 3 – $z = 2$, $\Theta_0 = 20^\circ$; 4 – $z = 2$, $\Theta_0 = 70^\circ$; 5 – $z = 10$, $\Theta_0 = 20^\circ$; 6 – $z = 10$, $\Theta_0 = 70^\circ$; сплошная линия – $A_g = 0$; пунктирная и штрихпунктирная – $A_g = 0,75$; точки – $A_g = 0$, редукция озона в облачном слое 50%

Из рис. 4 видно, что в тропосфере основной вклад в потоки в видимой части спектра дает прямое излучение, тогда как потоки в ближнем УФ-диапазоне являются практически чисто диффузными.

Таким образом, для оптически толстого облака при нулевом альбедо подстилающей поверхности и больших значениях Θ_0 для отношений потоков на уровне подстилающей поверхности можно записать:

$$K_{УФ/В,0} \equiv \left[\frac{F_0(\text{cloud})}{F_0(\text{no cloud})} \right]_{УФ} / \left[\frac{F_0(\text{cloud})}{F_0(\text{no cloud})} \right]_В \cong \frac{[\tilde{T}_c^*]_{УФ}}{[\tilde{T}_c^0]_В} \cong \frac{1 - A_c^*}{2\mu_0(1 - A_c^0)}. \quad (9)$$

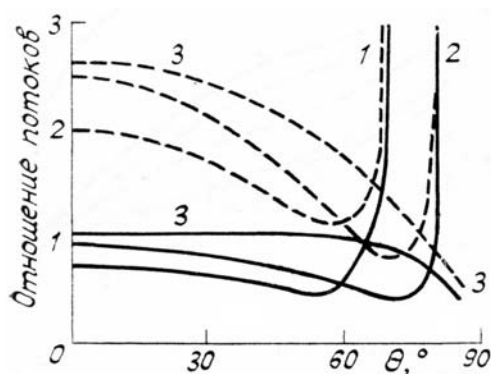


Рис. 4. Отношение полных монохроматических актинических потоков на уровне подстилающей поверхности к потокам в чисто поглощающей атмосфере в зависимости от зенитного угла Солнца: 1 – $\lambda = 300$ нм, 2 – $\lambda = 310$ нм, 3 – $\lambda = 550$ нм. Сплошные линии – $A_g = 0$, штриховые – $A_g = 0,75$

Поскольку при больших Θ_0 : $2\mu_0 < 1$ и $A_c^0 > A_c^*$, соотношение (9) в этом случае всегда больше единицы.

Аналогично для отношений надоблачных потоков имеем:

$$K_{УФ/В, i_c+1} \equiv \left[\frac{F_{i_c+1}(\text{cloud})}{F_{i_c+1}(\text{no cloud})} \right]_{УФ} / \left[\frac{F_{i_c+1}(\text{cloud})}{F_{i_c+1}(\text{no cloud})} \right]_В \cong \frac{1 + [\tilde{R}_c^*]_{УФ}}{1 + [\tilde{R}_c^0]_В} \cong \frac{1 + A_c^*}{1 + 2\mu_0 A_c^0}. \quad (10)$$

При больших Θ_0 это соотношение также оказывается несколько большим 1. Так, при $\Theta_0 = 70^\circ$, $A_g = 0$, $A_c^0 = 0,8$ выражения (9) и (10) дают значения: $\kappa_{УФ/В,0} = 1,9$ и $\kappa_{УФ/В,c+1} = 1,1$ (ср.: значения, полученные из машинных расчетов отношений потоков при тех же условиях, составляют: $\kappa_{300/550,0} = 2,1$ и $\kappa_{300/550,2} = 1,1$). Спад отношений потоков при $\lambda \leq 300$ нм вызван резким возрастанием поглощения озоном в этой части спектра. Однако реальные значения потоков при $\lambda \sim 300$ нм могут быть несколько больше за счет редукции озона вследствие его гетерогенного уничтожения на облачных частицах, достигающей согласно оценкам [12] 50% (см. рис. 3).

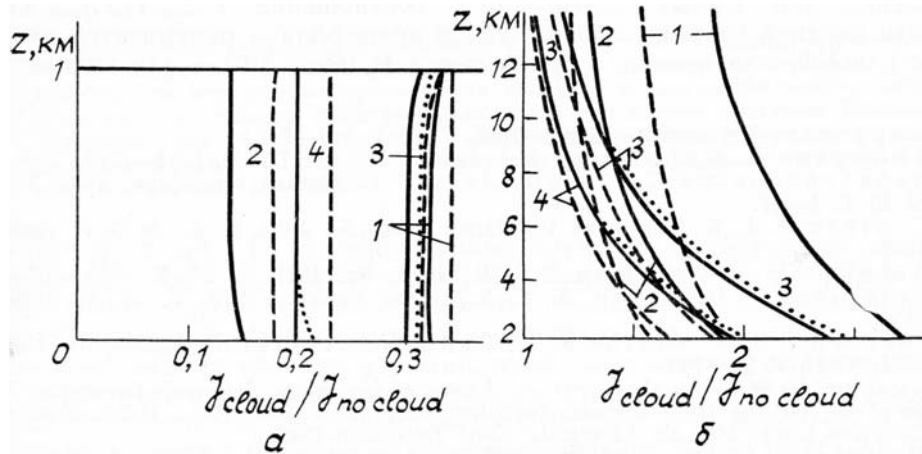


Рис. 5. Константы фотодиссоциации выше и ниже облака в отношении к значениям для безоблачной атмосферы, $\tau_c = 64$; *a* — ниже облака, *b* — выше облака 1— $\Theta_0 = 20^\circ$; $A_c^0 = 0,83$, $J(\text{NO}_2)$; 2— $\Theta_0 = 70^\circ$; $A_c^0 = 0,89$, $J(\text{NO}_2)$; 3— $\Theta_0 = 20^\circ$; $A_c^0 = 0,83$, $J^*(\text{O}_3)$; 4— $\Theta_0 = 70^\circ$; $A_c^0 = 0,89$, $J^*(\text{O}_3)$. Сплошная линия — $A_g = 0$, пунктирная — $A_g = 0,25$; точки — $A_g = 0$, редукция озона в облачном слое 50%

Результаты сравнения воздействия облачности на скорости фотолиза NO_2 , диссоциирующего главным образом в коротковолновой части видимого диапазона, и O_3 , в тропосфере диссоциирующего с образованием атомов $\text{O}(^1\text{D})$ за счет ближнего УФ, полностью соответствуют установленным выше закономерностям для потоков (рис. 5). При малых зенитных углах $[J(\text{NO}_2)]_{\text{cloud}}/[J(\text{NO}_2)]_{\text{no cloud}}$ превышает $[J^*(\text{O}_3)]_{\text{cloud}}/[J^*(\text{O}_3)]_{\text{no cloud}}$ во всем диапазоне высот, тогда как при больших Θ_0 это соотношение ниже облака и вблизи его верхней границы меняется на обратное. Редукция озона может незначительно увеличить значения $[J^*(\text{O}_3)]_{\text{cloud}}$ (рис. 5).

4. Заключение

Рассмотрена возможность учета облачных и поствулканических радиационных эффектов в рамках двухпоточковых методов расчета полей УФВ солнечного излучения в атмосфере, используемых в РКМА и ФХМА. Предложена параметризация облачного слоя, главные достоинства которой — простота и универсальность, позволяющая вычислять потоки и константы фотодиссоциации с помощью любого двухпоточкового метода при заданной оптической толщине ($\tau_c \geq 8$) или альбедо облака.

Основные результаты могут быть сформулированы следующим образом:

- резкое возрастание концентраций двуокиси серы на стратосферных высотах в поствулканический период может приводить к существенной редукции скоростей фотолиза газов, оптически активных при $\lambda \leq 300$ нм, в зоне локализации вулканического облака, однако ниже этого слоя происходит быстрая релаксация эффекта;
- оценены изменения потоков солнечной радиации и констант фотодиссоциации в присутствии облачности при различных значениях зенитного угла Солнца Θ_0 , а также альбедо облака и подстилающей поверхности;
- показано, что воздействие облачности на потоки солнечного излучения различно для УФ- и видимого спектрального диапазонов, а именно: при малых Θ_0 ($\Theta_0 \lesssim 70^\circ$) соотношение $F_{\text{cloud}}/F_{\text{no cloud}}$ как вблизи верхней границы облака, так и ниже облака оказывается меньшим для УФ-излучения, а при больших Θ_0 ($\Theta_0 \gtrsim 70^\circ$) — для видимого.

1. Vupputury R. // Atmos.—Ocean. 1986. V. 12. P. 701—712.
2. Thompson A. M. // J. Geophys. Res. 1984. V. 89. № D1. P. 1341—1349.
3. Звенигородский С. Г., Смышляев С. П. // Оптика атмосферы. 1988 Т. 1. № 10. С. 1—17.
4. Crutzen P. J., Schmailzl V. // Planet. Space Sci. 1983. V. 31. № 9. P. 1009—1032.
5. Schettle E. P., Weinman J. A. // J. Atmos. Sci. 1970. V. 27. P. 1048—1055.

6. Spinhirne J.D., Green A.E.S. //Atmos. Environ. 1978. V. 12. P. 2449–2454.
7. Isaksen I.S.A., Midtbo K.N., Sunde J., Crutzen P.J. //Geophys. Norv. 1977. V. 31. P. 11–26.
8. Luther F.M. Annual Report of Lawrence-Livermore National Laboratory to the FAA on the High-Altitude Pollution Program— 1980, Publ. UCRL-50042-80, Lawrence Livermore Lab., Livermore, Calif. December, 1980.
9. Madronich S. //J. Geophys. Res. 1987. V. 92. № D8. P. 9740–9752.
10. Joseph J.H., Wiscombe W.J., Weinman J.A. //J. Atmos. Sci. 1976. V. 33. P. 2452–2459.
11. Dickerson R.R., Stedman D.H., Delany A.C. //J. Geophys. Res. 1982. V. 87. P. 4933–4946.
12. Харчилава Д.Ф., Карцивадзе А.И., Тзиришвили Т.Г. и др. //Исследования атмосферного озона в Грузии. Материалы докладов рабочего совещания по исследованию атмосферного озона. Тбилиси: Мецниереба, 1982. С. 6–31.

Ленинградский гидро-метеорологический институт

Поступила в редакцию
17 августа 1989 г.

V.L. Dvortsov, S.G. Zvenigorodsky. On the Estimation of Cloud and Post-Volcanic Effects in the Calculation of UV and Visible Radiation Fields in Radiation-Convective and Photochemical Atmospheric Models.

Simple and effective cloud parametrization is suggested which makes possible to calculate solar radiation fluxes and photodissociation rates at given cloud optical depth ($\tau_c \approx 8$) or cloud albedo by means of any two-stream method. The flux and photolysis rate variations in post-volcanic period and in presence of cloud are evaluated for the wide range of solar zenith angles, cloud and surface albedo.