
УДК 551.511.6:551.324.433.(574)

О МЕХАНИЗМЕ ПЕРЕДАЧИ ТЕПЛА ПОВЕРХНОСТИ ГОРНЫХ ЛЕДНИКОВ ИЗ ОКРУЖАЮЩЕГО ВОЗДУХА В АБЛЯЦИОННЫЕ ПЕРИОДЫ

Канд.геогр.наук Г.С.Ахметова

Выявлен механизм дополнительного притока тепла к поверхности горных ледников в абляционные периоды. Показано, что волновые движения, наблюдающиеся в приледниковом слое атмосферы, почти всегда неустойчивы и передают часть своей энергии турбулентным движениям. Установлено, что увеличение температуры воздуха приводит к более интенсивному турбулентному перемешиванию, чем это следовало бы из теории турбулентности без учета неустойчивости волн.

Метеорологические условия над языками горных ледников очень отличаются от таковых над территориями, прилегающими к горам. Это объясняется тем, что практически в течение всей светлой части суток в абляционные периоды поверхность этих частей ледников тает, поглощая коротковолновую солнечную радиацию, длинноволновую радиацию и тепло из окружающего воздуха и излучая длинноволновую радиацию при достаточных запасах льда и снега. При этом температура тающей поверхности льда в течение этого времени остается постоянной величиной равной 0° С, а в

приледниковом слое атмосферы наблюдается инверсионное распределение температуры с высотой.

Радиационная составляющая к настоящему времени хорошо изучена и определяется с достаточной точностью. В этом направлении всесторонние исследования для условий горных ледников Джунгарского Алатау выполнены П.А.Черкасовым [1]. Расчеты, проведенные по данным теплобалансовых наблюдений на языке ледника Красовского в горах Джунгарского Алатау в течение трех абляционных периодов с 1961 г. по 1963 г. под его руководством показали, что в среднем за все три периода радиационная составляющая приходной части теплового баланса составила 82.3 % [2].

Принято считать, что тепло из воздуха поступает в результате турбулентного обмена. Основным подходом для определения турбулентной составляющей для районов горных ледников до настоящего времени остаются расчетные методы. Но как показали исследования, величины данной характеристики теплового баланса поверхности ледников, полученные с помощью этих методов, противоречивы. Сравнение результатов расчета на основе ряда методов с остаточным членом уравнения теплового баланса показало, что турбулентная составляющая, учитываемая этими методами, полностью не объясняет весь механизм передачи тепла к тающей поверхности ледника [2].

Анализ вертикальных профилей скорости ветра показал, что при инверсионных условиях над поверхностью ледника зависимость турбулентного обмена от стратификации существенно отлична от той, которая была получена при тех же условиях над равнинной поверхностью (зимой) и механизм процесса турбулентной передачи тепла и влаги в случае инверсий в атмосферном приземном слое над ледниками в горах обеспечивает более интенсивный обмен явным и

скрытым теплом, чем над поверхностью равнин. А это указывает на то, что более высокие слои атмосферы влияют на этот процесс.

Одной из особенностей процессов над горными ледниками, как установлено нами, является наличие над ними волновых движений при устойчивой стратификации приледникового слоя атмосферы в абляционные периоды. Энергия этих волн при их неустойчивости может быть дополнительным источником для турбулентных движений. Поэтому для определения турбулентных потоков явного и скрытого тепла необходимо исследовать роль волновых процессов в усилении турбулентности приледникового слоя воздуха. В этом направлении был проведен первичный анализ временного хода температуры воздуха и скорости ветра на уровне двух метров в светлую часть суток (с 6 час. 40 мин. до 18 час. 40 мин.). Для этого были взяты данные градиентных наблюдений в абляционные периоды с 1961 г. по 1963 г. над ледником Красовского в горах Джунгарского Алатау, которые проводились через каждый час в указанное время. Для анализа были использованы те дни, когда непрерывный ряд наблюдений длился не менее 10 часов. Спектральный анализ этих данных показал, что почти каждый день в приледниковом слое воздуха наблюдались волновые движения с периодом от 2 до нескольких часов. Более короткие волны на основе этих данных невозможно выявить, так как наблюдения проводились через каждый час. Одной из причин наличия таких волновых движений является то, что над тающей поверхностью ледника устанавливается устойчивая стратификация атмосферы и возмущения, попадая в эти слои атмосферы, преобразуются в гравитационные волны с так называемой частотой Брента-Вяйсяля [3]:

$$W = (g(\gamma_{\alpha} - \gamma) / \Gamma')^{1/2} \quad (1),$$

где g - ускорение силы тяжести, γ_a - сухоадиабатический градиент температуры воздуха, γ - вертикальный градиент температуры воздуха.

Период этих волн, как показали исследования [4], изменяется в пределах от 5 мин. до нескольких часов, что соответствует той продолжительности периодов, которые были получены при спектральном анализе указанных данных.

С фронтальными разделами, струйными течениями и с рядом других атмосферных процессов связаны условия возникновения гравитационных и гравитационно-сдвиговых волн, которые перемещаясь в сторону гор к приледниковому слою воздуха, могут стать причиной возникновения волновых движений в этом слое. При определенных условиях здесь также могут возникать и развиваться неустойчивые волны Кельвина-Гельмгольца. Теоретические и экспериментальные исследования показали, что при определенных условиях происходит процесс передачи части волновой энергии к энергии турбулентных движений. Общепринятым является представление о том, что при малых числах параметра Ричардсона (Ri) волны разрушаются в результате неустойчивости Кельвина-Гельмгольца. По теореме Майлса теоретическим критическим значением числа Ri , полученным в рамках линейной теории, является $Ri=1/4$ [5]. При $Ri < 1/4$ теоретически возможен рост амплитуд неустойчивых волн. Экспериментальные пороговые значения Ri были получены для условий свободной атмосферы, где указанные волны лучше всего выражены. До поверхности земли они доходят, но в очень ослабленном виде и улавливаются только высокочувствительной аппаратурой. Поэтому большей частью пороговые значения Ri определялись для условий полета летательных аппаратов, разделяющие преимущественно турбулентные и преимущественно спокойные условия полета. При этом существуют

разногласия относительно критического для атмосферы порогового значения. Разные авторы на экспериментальном материале получили различные пороговые значения параметра Ричардсона от $1/4$ до 4 и более [4, 5, 6].

Кроме неустойчивости Кельвина-Гельмгольца (первичная неустойчивость) в слое пониженных Ri часто наблюдается вторичная неустойчивость - неустойчивость гребней внутренних гравитационных волн, достигших определенной (критической) амплитуды. Рост амплитуды может происходить и в гидродинамически устойчивых слоях, если имеется значительная неоднородность полей температуры воздуха и ветра в направлении распространения волны. При таком виде неустойчивости часть волной энергии также преобразуется в энергию турбулентных движений.

В данной работе не удалось разграничить внутренние гравитационные волны и неустойчивые волны Кельвина-Гельмгольца отчасти из-за нехватки исходной информации (в частности, из-за отсутствия данных по направлению ветра при градиентных наблюдениях). И как указано в [5], существует ряд трудностей в методическом отношении относительно вопроса о том, являются ли наблюдаемые волны, порождающие турбулентность, результатом собственно неустойчивости Кельвина-Гельмгольца или распространяющимися из соседних слоев внутренних гравитационных волн, проявляющимися вторичную неустойчивость.

Неустойчивые волны Кельвина - Гельмгольца, видимо, играют роль регулятора мезо- и микромасштабных градиентов температуры воздуха и ветра над ледниковой поверхностью в абляционные периоды, сглаживая резкие контрасты этих метеорологических элементов. Если в эти периоды длительное время развиваются такие синоптические процессы, при которых эти контрасты свойств

стремятся увеличиться, то развитие неустойчивых волн и перемешивание происходит многократно .

Другим механизмом потока тепла могут быть сами волновые движения, которые обуславливают дополнительный обмен количеством движения ощутимым теплом и влагой окружающего воздуха с тающей поверхностью ледника. Поэтому для решения задачи определения притока тепла к поверхности ледника из окружающего воздуха кроме турбулентной составляющей, которая описывается классической теорией турбулентности и определяется всеми существующими методами, нужно исследовать процессы передачи части волновой энергии турбулентным движениям и сами волновые движения, которые и осуществляют дополнительный обмен влагой и теплом. Этим объясняется тот факт, что то тепло, которое поступает к поверхности горного ледника из воздуха и определяется из уравнения теплового баланса, заметно превышает те величины, которые вычисляются на основе известных методов определения турбулентной составляющей притока тепла к земной поверхности и которые применялись в ряде случаев для расчета этих энергетических характеристик в условиях горных ледников.

На основе выше описанных особенностей волновых процессов при инверсионных условиях анализ имеющейся информации для ледника Красовского дал возможность получить следующие выводы. Одним из благоприятных факторов для роста амплитуды неустойчивых волн над поверхностью языка ледника в дневные часы абляционных периодов является малая повторяемость условий с $Ri > 0.25$. Анализ вычисленных значений Ri для всех ежечасных наблюдений показал, что в течение трех абляционных периодов доля случаев с $Ri > 0.25$ была равна 2.30 % (в 1961 г. - 3.48 %; в 1962 г. - 1.79 %; в 1963 г. - 1.32%).

Согласно формуле (1), волновое число увеличивается с увеличением величины $(\gamma_\alpha - \gamma)$. При условиях сохранения волновой энергии рост волнового числа вызывает рост амплитуды и это может привести к неустойчивости волны и часть волновой энергии преобразуется в энергию турбулентных движений. На основе этого, как первое грубое приближение, была произведена оценка линейной связи между суммарным турбулентным потоком ощутимого и скрытого тепла, вызванного переходом части волновой энергии в энергию турбулентных движений, и величиной $(\gamma_\alpha - \gamma)$. Эта связь может быть выражена в следующем виде:

$$\begin{aligned}
 H &= H_{lg} + b ((\gamma_\alpha - \gamma) H_{lg}) \\
 LE &= LE_{lg} + b ((\gamma_\alpha - \gamma) LE_{lg}) \quad (2),
 \end{aligned}$$

где H - турбулентный поток явного тепла; H_{lg} - турбулентный поток явного тепла при учете только динамической турбулентности; LE - турбулентный поток скрытого тепла; LE_{lg} - турбулентный поток скрытого тепла при учете только динамической турбулентности.

Для определения коэффициента b были выполнены численные эксперименты для вычисления $(H-LE)$ по формуле (2) с различными величинами b и по результатам вычислений каждого эксперимента были определены величины систематических ($\Delta_{\text{сис.}}$), абсолютных ($\Delta_{\text{абс.}}$) и относительных ($\Delta_{\text{отн.}}$) отклонений значений суммарных турбулентных потоков ощутимого и скрытого тепла от контрольных величин, полученных с помощью метода замыкания уравнения теплового баланса согласно формулам из [7]:

$$\begin{aligned}
 \Delta_{\text{сис.}} &= 1/N \sum_{n=1}^N (\zeta_{\text{изм.}}^{(n)} - \zeta_{\text{расч.}}^{(n)}), \\
 \Delta_{\text{абс.}} &= 1/N \sum_{n=1}^N |\zeta_{\text{изм.}}^{(n)} - \zeta_{\text{расч.}}^{(n)}|,
 \end{aligned}$$

$$\Delta_{отн.} = \Delta_{абс.} / (1/2N \sum_{n=1}^N (\zeta_{изм.}^{(n)} + \zeta_{расч.}^{(n)})) \quad (3), \text{ где}$$

ζ - величина суммарного турбулентного потока явного и скрытого тепла (H-LE),

n - порядковый номер измерения величин для определения ζ ,

N - общее число измерений.

В результате принимался вариант с минимальными величинами $\Delta_{сис.}$, $\Delta_{абс.}$, $\Delta_{отн.}$ и соответствующей величиной b . Найденная величина b равнялась 0.05. Сравнение суммарных турбулентных потоков явного и скрытого тепла, вычисленных по формуле (2) при найденном b , с контрольными величинами, которые определялись с помощью метода теплового баланса [2] дает следующие величины отклонений в МДж/(м² день):

	1961 год	1962 год	1963 год
$\Delta_{сис.}$	0.74	0.20	0.44
$\Delta_{абс.}$	1.09	1.23	0.49
$\Delta_{отн.}$	119	55	39

Анализ этих данных показывает, что вычисление суммарных турбулентных потоков явного и скрытого тепла по формуле (2) уменьшает систематические (на 0.21-0.76 МДж/(м² день) и относительные отклонения (на 11-32%) в сравнении с отклонениями, полученными для метода расчета этих энергетических потоков при условии безразличной стратификации приземного слоя атмосферы MLG [2]. Наиболее значительное улучшение качества расчета турбулентных потоков тепла с учетом данных по температуре воздуха были получены для 1963 года.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Черкасов П.А. Радиационный баланс физической поверхности горного ледника в период абляции. - Алма-Ата: Наука, 1980 -144 с.
2. Ахметова Г.С. О роли турбулентной передачи тепла и влаги к поверхности горных ледников при современном сокращении их площади//Гидрометеорология и экология.-1997.-№4.С.237-240.
3. Хргиан А.Х. Физика атмосферы. Т.1.- Л.:Гидрометеиздат,1978. - 248 с.
4. Госсард Э., Хук У. Волны в атмосфере. - М.Мир,1975. - 532 с.
5. Шакина Н.П. Гидродинамическая неустойчивость в атмосфере.- Л.:Гидрометеиздат,1990.-310 с.
6. Винниченко Н.К., Пинус Н.З., Шмелер С.М., Шур Г.Н. Турбулентность в свободной атмосфере. - Л.:Гидрометеиздат, 1976.-287 с.
7. Зилитинкевич С.С. Динамика пограничного слоя атмосферы. Л.: Гидрометеиздат,1970. -202 с.

Институт географии МН и ВО РК

АБЛЯЦИЯ КЕЗЕҢІНДЕ ТАУ МҰЗДЫҚТАРЫНЫҢ БЕТІНЕ АУАДАН ЖЫЛУ ӨТУ МЕХАНИЗМІ ТУРАЛЫ

Геогр. р. канд. Ахметова Ф. С.

Абляция кезеңінде тау мұздықтарының бетіне қосымша жылудың келу механизмі анықталған. Мұздық маңы атмосфера қабатында байқалатын толқынды қозғалыстар барлық уақытта дерлік тұрақсыз және өз энергиясының бір бөлшегін турбулентті

қозғалыстарға беретіні көрсетілген. Ауа температурасының өсуі толқындардың тұрақсыздығын есептемегендегі турбуленттік теориясынан күткендегіден қарқындырақ турбулентті араласуға алып келетіні айқындалған.