

Обозначив, как и в случае стандартной теории, внутреннюю сумму через $Q(r, z)$, приходим к формуле (13) с тем отличием, что матрица Q сейчас вычисляется по формулам поправок нелинейной теории возмущений, которая не имеет тех недостатков, о которых шла речь во втором разделе: нет необходимости знания всего спектра невозмущенной задачи, а поскольку в формулах поправок нет рядов, то нет и необходимости решать вопрос о порядке суммирования ряда. Более того, все поправки выражаются явно в квадратурах, что делает метод удобным для расчетов на ЭВМ.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Бреховских Л. М., Лысанов Ю. П. Теоретические основы акустики океана. Л., 1982. [2] Соколов А. А., Тернов И. М., Жуковский В. Ч. Квантовая механика. М., 1979. [3] Агаонов Ю., Аи. С. К. // Phys. Rev. Lett. 1979. 42. P. 1582. [4] Аи С. К., Агаонов Ю. // Phys. Rev. 1979. A20. P. 2245. [5] Турбинер А. В. // УФН, 1984. 144. С. 35. [6] Турбинер А. В. // ЖЭТФ. 1980. 79. С. 1719. [7] Гиндлер И. В. // Акуст. журн. 1987. 33. С. 1003. [8] Гиндлер И. В., Козельский А. Р. // Акуст. журн. 1988. 34. С. 616.

Поступила в редакцию
25.11.91

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1992. Т. 33, № 2

ГЕОФИЗИКА

УДК 551.465.73

ОЦЕНКА ПОТОКОВ ТЕПЛА ОТ ОКЕАНА К АТМОСФЕРЕ ПРИ КАПЕЛЬНОМ ПЕРЕНОСЕ

В. Н. Аксенов, Е. Г. Андреев, И. Н. Иванова, М. Р. Кузнецова,
И. Н. Ткачева, Г. Г. Хунджуа

(кафедра физики атмосферы и математической геофизики)

Проведены оценки потоков тепла от океана к атмосфере при капельном переносе во время шторма. Показано, что: 1) перенос тепла брызгами, генерируемыми при сильном ветре и обрушивании волн, незначителен по сравнению с турбулентным переносом; 2) брызги способствуют переносу тепла из нижних слоев атмосферы в верхние.

Между океаном и атмосферой непрерывно происходит тепломассообмен. Приходящая солнечная радиация приводит океан и атмосферу в термически неравновесное состояние (верхний 100-метровый слой океана теплее атмосферы), и на поверхности контакта вода—воздух возникают необратимые процессы испарения, ИК-излучения и конвекции. Основную роль среди них играет испарение [1], интенсивность которого зависит от температуры океана и, что наиболее существенно, от скорости ветра в приводном слое атмосферы. При усилении ветра до штормового испарение сильно возрастает и соответственно значительно увеличивается суммарный поток тепла «океан—атмосфера». Методом прямых градиентных измерений температуры при скоростях ветра больше 30 м/с зарегистрированы потоки плотностью около $10 \text{ кВт} \cdot \text{м}^{-2}$ [2].

Между тем существует концепция увеличения тепломассообмена из-за брызг, поток которых в атмосферу при шторме становится значительным. Например, в работе [3] утверждается, что уже при скоро-

стях ветра 20—25 м/с потоки тепла и пара с брызг сравниваются по величине с потоками, имеющими место на поверхности океана (рис. 1).

Такая точка зрения вызывает обоснованное сомнение, поскольку поток тепла с поверхности океана обеспечивается подводом энергии из деятельного слоя океана, а поток тепла, уносимого капельным путем, — только теплом, содержащимся в самих каплях. Интересно поэтому оценить поток тепла из капель с чисто энергетических позиций. Авторы избрали целью настоящей работы проведение такой оценки.

Оценим количественно эффективность действия капельного механизма переноса тепла в системе океан—атмосфера.

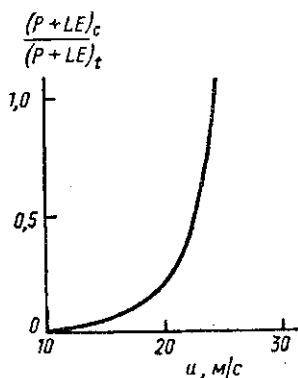


Рис. 1

Рис. 1. Отношение вертикального переноса тепла брызгами $(P+LE)_c$ к турбулентному потоку $(P+LE)_t$ в зависимости от скорости ветра согласно [3]

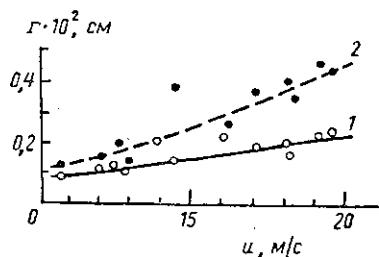


Рис. 2

Рис. 2. Средний (1) и среднемассовый (2) радиус брызг на уровне $h=15$ см [1]

Во время шторма в результате вовлечения воздуха в воду при обрушивании гребней волн в приповерхностном слое воды образуется значительное количество пузырьков воздуха. Капли продуцируются в процессе разрыва пузырей на поверхности воды: купол пузыря дробится на множество мелких, так называемых «пленочных» капель (диаметром $d \sim 10^{-3}$ см), и затем струя, поднимающаяся из центра воздушной каверны, распадается на несколько «струйных» («реактивных») капель, размеры которых зависят от размеров пузыря [4, 5]. Пленочные капли непосредственно несут воду поверхностного слоя воды толщиной, равной толщине пленки купола пузыря (2—5 мкм). Материал для образования струйных капель вначале распределяется по внутренней оболочке пузыря и генетически связан с поверхностным слоем морской воды толщиной порядка диаметра брызг [6].

Для оценки величины переносимого каплями тепла необходимо знать плотность вертикального потока массы воды, переносимой каплями, ϵ_w ($\text{кг} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$). Очевидно, что этот параметр можно рассчитать по формуле

$$\epsilon_w = \frac{4}{3} \pi \bar{r}^3 \rho_w j_0,$$

где \bar{r}^3 — среднемассовый радиус капли; j_0 — число капель, образующихся за 1 с на 1 м² поверхности воды; ρ_w — плотность воды.

Данные о среднемассовом радиусе брызг при различных скоростях ветра приводятся в работе [7] (рис. 2), а вертикальный поток брызг j оценивается в работах [3, 8, 9].

В работе [8] Тоба при измерениях в аэрогидродинамическом канале для скоростей ветра от 15 м/с получил следующее соотношение для вертикального потока брызг на высоте 15 см над уровнем воды:

$$j = j_* \exp \{0,40 (u_{10} - 15)\},$$

где j_* — поток брызг при скорости ветра 15 м/с, u_{10} — скорость ветра.

В работе [9] измерен вертикальный поток брызг в натуральных условиях на высоте 13 см над водой, причем используемая автором установка позволяла определить число капель с радиусом в пределах от $4 \cdot 10^{-3}$ до $7 \cdot 10^{-2}$ см.

В работе [3] приводятся данные о величине \mathcal{E}_w на высоте 13 см. Измерения также проводились в натуральных условиях, причем фиксировались капли радиусом $0,7 \cdot 10^{-3} \div 0,1$ см.

Используя данные вышеупомянутых авторов, приведем значение \mathcal{E}_w на высоте 15 см над уровнем воды при различных скоростях ветра (табл. 1).

Таблица 1

Скорость ветра (м/с)	11	16	20	23
\mathcal{E}_w , рассчитанное по данным Тоба [8] ($\text{кг} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$)		$9,1 \cdot 10^{-7}$		$7,8 \cdot 10^{-5}$
\mathcal{E}_w , рассчитанное по данным Мо-нагэна [9]	$9,0 \cdot 10^{-7}$	$1,8 \cdot 10^{-6}$		$2,8 \cdot 10^{-5}$
\mathcal{E}_w из работы Бортковского [3]	$2 \cdot 10^{-6}$	$5,0 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-5}$	

Из табл. 1 видно, что плотности потоков воды \mathcal{E}_w на уровне примерно 15 см над поверхностью воды, полученные на основании данных различных авторов, удовлетворительно согласуются между собой и составляют величину порядка $10^{-6} \div 10^{-5} \text{ кг} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Однако вертикальный поток брызг на уровне их генерации должен существенно отличаться от измеренного на высоте 13—15 см. Поэтому в [7] предложена модель для оценки плотности потока массы брызг на самой поверхности раздела. Предполагается, что в барашке, «сваливаемомся» с гребня на подветренный склон, концентрация пузырьков воздуха максимальна, а в следе барашка (пене) их количество уменьшается по мере удаления от гребня. Данные о площади, занимаемой барашком и пеной, заимствованные из [7], приведены в табл. 2 (S_1 , S_2 — относительные площади, занятые барашками и пеной соответственно).

Массу брызг, генерируемых при схлопывании пузырьков, можно оценить на основе приведенных в [7] данных, согласно которым каждый пузырек порождает каплю размером $1/10$ радиуса пузырька. Следовательно, объем капель равен $1/1000$ объема воздуха в барашке и пене. Вертикальный поток массы капель при $\rho_w = 1000 \text{ кг/см}^3$ будет $\mathcal{E}_w = 3,5 \cdot 10^{-2} u_{10} S$, где S — площадь барашка. В табл. 2 приводятся значения \mathcal{E}_w на границе раздела вода—воздух при различных скоростях ветра, полученные в [7] при использовании упомянутой выше модели.

Таблица 2

u_{10} , м/с	15	20	30
S_1 , %	1,0	2,0	3,0
S_2 , %	11,5	22,0	35,0
\mathcal{E}_w , кг·м ⁻² ·с ⁻¹	$7,9 \cdot 10^{-3}$	$14,0 \cdot 10^{-3}$	$31,5 \cdot 10^{-3}$

Принципиально важно здесь отметить, что приведенные в табл. 2 значения величины плотности вертикального потока массы брызг превышают все имеющиеся в настоящее время оценки. Для определения величины потоков тепла и влаги от капель в приводном слое атмосферы необходимо учитывать интенсивность генерации капель на поверхности океана, распределение их по размерам и скоростям, высоту подъема. Вследствие того что количественные оценки потоков массы \mathcal{E}_w , приводимые разными авторами [3, 7—9], различаются на несколько порядков, а прямых измерений \mathcal{E}_w в натуральных условиях нет, мы оценим потоки тепла и влаги для всех представленных значений \mathcal{E}_w .

Уравнение баланса тепла для капли имеет вид

$$cm \frac{dT}{dt} = H + LE + R,$$

где H — поток тепла при контактном теплообмене, LE — поток энергии на испарение, а R — радиационный баланс капли, соответствующий разности поглощаемой и излучаемой каплей радиации.

При этом

$$H = 4\pi r \chi (T_2 - T_1) (1 + 0,23 \sqrt{\text{Re}}),$$

$$E = 4\pi r D (q_s(T_2) - q_a(T_1)) (1 + 0,23 \sqrt{\text{Re}}), \quad (1)$$

$$R = Q - 16\pi r^2 \delta T_1^3 (T_2 - T_1),$$

где T_2 — температура капли, T_1 — температура окружающей среды, $q_s(T)$ — плотность насыщенного водяного пара при температуре T , $q_a(T)$ — плотность водяного пара в воздухе, Q — поглощенное каплей из воздуха тепло, D — коэффициент диффузии водяного пара в воздухе, χ — коэффициент теплопроводности воды, δ — постоянная Стефана—Больцмана, Re — число Рейнольдса.

Порядок величины радиационного члена R оценен в работе [10] для потока солнечной радиации на верхней границе атмосферы и характерного диаметра капли 100 мкм при $T_2 = 273$ К. В этом случае теплоотдача излучением не превышает 1% от потерь на контактный теплообмен, а поглощение солнечной радиации — не более 10^{-6} Вт/м² и радиационный член пренебрежимо мал по сравнению с H и LE (они имеют величину ~ 10 Вт/м²).

Капли образуются из воды поверхностной холодной пленки океана, и их температура T_s равна средней температуре в слое образования капли. Значение T_s может быть определено по данным натуральных наблюдений профиля температуры в холодной пленке. Между каплей и окружающим воздухом постоянно происходит контактный теплообмен.

Испаряясь в не насыщенной влагой атмосфере приводного слоя, капля охлаждается и температура ее в конечном счете стремится достигнуть температуры точки росы. При относительной влажности воздуха 90%, наиболее часто регистрируемой при шторме в приводном слое атмосферы, температура точки росы на 1—2° ниже температуры атмосферы. Однако, как только капля становится холоднее окружающего воздуха, она начинает получать от него тепло. Совместное действие испарения и контактного теплообмена с атмосферой приводит к тому, что температура капли становится равной постоянному значению T_0 , которое по смыслу эквивалентно температуре смоченного термометра.

Таким образом, если $LE=H$, где H и E определяются из (1), а $q_s(T_0)=q_s(T_a)+\alpha(T_0-T_a)$, то

$$T_0=T_a-\frac{DL(q_s(T_a)-q_a)}{\chi+DL\alpha}, \quad (2)$$

где $\alpha=10^{-3}$ кг·м⁻³·К⁻¹, T_a — температура атмосферы в приводном слое. Отметим, что при определении T_a необходимо учитывать инверсное распределение температуры в том слое воздуха, где сосредоточена основная масса брызг. Испарение капли при T_0 происходит только за счет тепла, полученного холодной каплей из атмосферы.

Это позволяет сделать выводы, что, во-первых, поступление тепла от океана к атмосфере при капельном переносе может осуществляться только за счет изменения внутренней энергии капель в атмосфере:

$$\Delta q = cm(T_0 - T_s),$$

а поток тепла в атмосферу в этом случае составляет

$$\left(\frac{1}{\Delta S} \frac{dQ}{dt}\right)_1 \equiv W_1 = c \rho_w (T_0 - T_s), \quad (3)$$

где ΔS — единица площади, W — плотность потока тепла от океана к атмосфере, c — удельная теплоемкость морской воды, а T_s — средняя температура того слоя на поверхности океана, из которого образуются капли; во-вторых, капли участвуют в высотном перераспределении тепла в атмосфере: холодные капли ($T_0 < T_a$) получают атмосферное тепло, за счет которого и происходит их испарение. Поскольку высота подъема капель не превышает (в основном) 15—20 см (рис. 3), тепло они получают в нижних слоях атмосферы, а конденсация происходит на высоте более 1 км, т. е. на уровне образования облаков.

Поток тепла W_2 (Вт/см²) из нижних слоев атмосферы в верхние равен контактному потоку тепла от воздуха к холодным каплям:

$$\left(\frac{1}{\Delta S} \frac{dQ}{dt}\right)_2 \equiv W_2 = 4\delta r \chi (T_a - T_0) n; \quad n = \frac{P(v) h}{(4/3) \pi \rho_w r^3}, \quad (4)$$

где r — средний радиус капель, $P(v)$ (г/см³) — водность приводного слоя атмосферы, $h \approx 20$ см — толщина приводного слоя атмосферы, в котором содержится основная масса капель, n — среднее число капель над 1 м² поверхности океана, ρ_w — плотность воды.

В соответствии с изложенным оценим величину потоков тепла, переносимых каплями в системе океан—атмосфера при штормовых условиях. Характерный вертикальный профиль температуры вблизи границы раздела океан—атмосфера представлен на рис. 4. В табл. 3 приведены значения плотности потока тепла от океана в атмосферу W_1 , обусловленного выносом брызг.

Здесь необходимо отметить, что значения W_1 , рассчитанные нами по данным о скорости генерации капель, заимствованным из работы [7], существенно отличаются от значения $W_1=500 \div 1000$ Вт/м², полученного в самой работе [7]. Естественно, что столь завышенные значения,

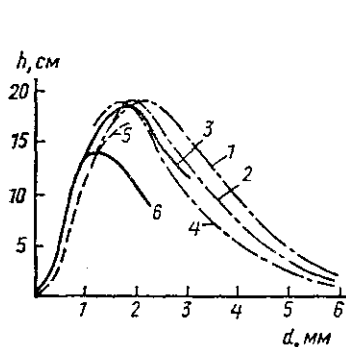


Рис. 3

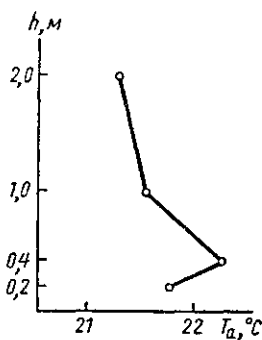


Рис. 4

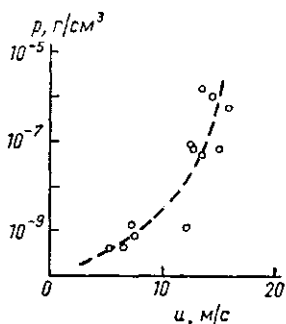


Рис. 5

Рис. 3. Зависимость высоты подъема капли от диаметра пузырька при схлопывании при $T_w=4^\circ$ (1); 16° (2); $22+26^\circ$ (3); 30° (4); 4° (5) и 4° (для пресной воды) (6) [11]

Рис. 4. Характерный профиль температуры в приводном двухметровом слое атмосферы [12]

Рис. 5. Зависимость массы капель (водности) от скорости ветра [9].

полученные в [7—9], наводят на мысль о том, что главную роль в обмене теплом океана с атмосферой при шторме играет именно капельный перенос. Источником сильной ошибки в расчетах являются, на

Таблица 3

u , м/с	11	16	23	\mathcal{E}_w использовано из работы Тоба [8]
W_1 , Вт/м ²	$3,1 \cdot 10^{-4}$	$3,8 \cdot 10^{-3}$	0,33	
u , м/с	11	16	23	из работы Монагэна [9]
W_1 , Вт/м ²	$3,1 \cdot 10^{-3}$	$8,1 \cdot 10^{-3}$	0,12	
u , м/с	11	16	19	из работы Бортковского [7] (экспериментальные данные)
W_1 , Вт/м ²	$8 \cdot 10^{-3}$	0,21	0,84	
u , м/с	15	20	30	из работы Бортковского [7] (теоретические данные)
W_1 , Вт/м ²	33	58	132	

наш взгляд, несколько факторов. Во-первых, авторы не учитывали существования на поверхности океана холодной пленки, не принимали во внимание изменения по высоте приводного слоя температуры и влажности воздуха. Во-вторых, неверно считать при шторме влажность воздуха

ха равной 80%, когда речь идет о слоях воздуха, непосредственно прилегающих к поверхности воды. Допущенные неточности и приводят к завышению результирующего значения потока W_1 почти в 10 раз. Кроме того, в [7] предполагается, что поступление тепла от воды к воздуху, обусловленное другими (кроме капельного) механизмами при шторме, возрастает мало, тогда как прямые градиентные измерения температуры в поверхностной холодной пленке показали, что при скоростях ветра $u \sim 30$ м/с оно увеличивается до $10\,000$ Вт/м² и более [2], и вклад капель в перенос энергии от моря к атмосфере является по-прежнему незначительным.

Поток тепла из нижних слоев атмосферы в верхние, рассчитанный по формуле (4) с привлечением данных натурных измерений влажности (рис. 5) и распределения по размерам капель (см. рис. 2), составляет 15 Вт/м² при $u=5$ м/с и 130 Вт/м² при $u=15$ м/с.

Интересно также оценить влияние пены и барашков, покрывающих при шторме значительную часть поверхности океана (см. табл. 2), на процессы теплообмена в системе океан—атмосфера. Нам представляется, что пена, обладая низкой теплопроводностью, теплоизолирует участки океана, препятствуя обмену между океаном и атмосферой.

Оценочное значение для потоков тепла от океана в атмосферу через пену может быть получено следующим образом:

$$W_p = \lambda_p \frac{T_1 - T_2}{h_p},$$

где λ_p — теплопроводность пены, h_p — толщина слоя пены, T_1, T_2 — температуры верхней и нижней поверхностей пены соответственно. Мы считаем, что $T_1 = T_0$, а T_2 — температура океана.

Уравнение для определения коэффициента теплопроводности пены [13]

$$\lambda_p = \frac{2}{3\beta} \lambda_w + \lambda_a,$$

где $\beta = (V_a + V_w)/V_w$ — кратность пены (V_w, V_a — объем воды и воздуха в пене).

Данные о дисперсной структуре морской пены можно найти в [14], где приведена оценка $\beta \sim 10$.

Зависимость для h_p при $\delta = 35\%$, полученная в лабораторных измерениях, приведена в работе [15]:

$$h_p = 10,5 + 0,21 T_2,$$

где T_2 измеряется в градусах Цельсия, h_p — в миллиметрах.

С учетом этих данных величина W_p составляет примерно 30 Вт/м², тогда как без пены этот же участок поверхности океана передавал бы атмосфере ~ 10 кВт/м². Приведенные в таблице данные о площади, занятой пеной, показывают, какая часть поверхности океана «бездействует» при теплообмене с атмосферой.

В заключение сформулируем основные выводы данной работы.

1. Перенос тепла брызгами, генерируемыми при сильном ветре и обрушении волн, незначителен.

2. Из-за отрыва капли от основного источника тепла (океана) перенос каплями тепла из океана в атмосферу при штормовых условиях в сопоставлении с потоком тепла непосредственно от поверхности океана не превышает 2%.

3. Капли дают вклад в перенос тепла из нижних слоев атмосферы в верхние при скоростях ветра до 15 м/с не более 130 Вт/м. Капли, летящие из океана при шторме, испаряются, получая при этом тепло от нижних слоев атмосферы, поскольку собственный запас тепла в капле для ее испарения недостаточен. Выделение этого тепла идет при конденсации пара на высоте образования облачности.

4. Пена, которая образуется при обрушении ветровых волн на поверхности океана и сама является источником брызг, препятствует передаче тепла от океана к атмосфере. Так, при ветре 30 м/с гасится около 30% потока тепла от океана к атмосфере.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Иванов А. Введение в океанографию. М., 1978. [2] Хунджуа Г. Г., Андреев Е. Г., Романченко А. Н., Нелепо А. Б. // ДАН СССР. 1989. 309, № 5. С. 1093. [3] Бортковский Р. С., Бютнер Э. К., Малаевский-Малаевич С. П., Преображенский Л. Ю. Процессы переноса вблизи поверхности раздела океан—атмосфера. Л., 1974. [4] Hayami S., Toba Y. // J. Oceanogr. Soc. Jap. 1957. 14, N 2. P. 145. [5] Kientzler C. F., Arons A. B., Blanchard P. C., Woodcock A. H. // Tellus. 1954. 6, N 1. P. 31. [6] Macintyre F. // J. Geophys. Res. 1972. 77, N 27. P. 5211. [7] Борковский Р. С. Тепло- и влагообмен атмосферы и океана при шторме. Л., 1983. [8] Тоба Y. // J. Met. Soc. Japan. 1961. 40, N 1. P. 13. [9] Monahan E. C. // J. Geophys. Res. 1968. 73, N 4. P. 1127. [10] Шифрин К. С., Золотова Ж. К. // Изв. АН СССР, ФАО. 1966. 2, № 12. С. 1311. [11] Blanchard D. C., Syzdek L. D. // J. Geophys. Res. 1972. 77, N 27. P. 5087. [12] Хунджуа Г. Г., Андреев Е. Г. // ДАН СССР. 1980. 255, № 4. С. 829. [13] Manegold E. Schaum. Heidelberg, 1953. [14] Райзер В. Ю., Шарков Е. А. // Изв. АН СССР, ФАО. 1980. № 7. С. 722. [15] Abe T. // Rec. Oceanogr. Works Jap. 1957. 4, N 1. P. 1.

Поступила в редакцию
11.07.91

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1992. Т. 33, № 2

УДК 532.526.4

О СВЯЗИ КИНЕТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ ПУЛЬСАЦИОННОГО ДВИЖЕНИЯ С РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ ОСРЕДНЕННЫХ СКОРОСТЕЙ ПО ГЛУБИНЕ ПЛОСКОГО ПОТОКА

В. П. Петров, Ю. Л. Щевьев, А. С. Плахов

(кафедра физики моря и вод суши)

Исследовано распределение слагаемых уравнения баланса кинетической энергии турбулентности по глубине плоского потока. Измерения проводились в гидравлическом лотке прямоугольного сечения методом термогидрометра. Данные экспериментальных исследований обрабатывались на ЭВМ по статистическим программам, позволяющим рассчитать компоненты тензора напряжений Рейнольдса. На основании гипотезы о том, что во внешнем слое плоских потоков потеря импульса зависит от кинетической энергии турбулентности, получено приближенное равенство параметра Кармана и коэффициента взаимной корреляции между продольной и вертикальной составляющими скорости.

Данные многочисленных исследований пристеночных течений свидетельствуют о наличии зависимости между полем осредненной скорости и касательными напряжениями. Все попытки представить эту зависимость с помощью универсальной формулы, справедливой для всей толщи потока, окончились неудачей, что указывает на необходимость поиска новых выражений для описания связи между характеристиками осредненного и пульсационного движений с учетом закономерностей