

Л. И. ДОРМАН

О ТЕМПЕРАТУРНОМ ЭФФЕКТЕ ЖЕСТКОЙ КОМПОНЕНТЫ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

(Представлено академиком Д. В. Скобельцыным 26 XII 1953)

1. Измерения интенсивности жесткой компоненты космических лучей при помощи экранированных ионизационных камер показали, что в добавление к хорошо известному барометрическому эффекту, открытому Мысовским в 1928 г., имеется существенная связь между интенсивностью космических лучей и температурой на уровне земли.

Блеккет в 1938 г. ⁽¹⁾ высказал предположение, что температурный эффект может быть объяснен нестабильностью μ -мезонов: некоторое нагревание атмосферы вызывает ее расширение и, следовательно, приводит к увеличению высоты того слоя воздуха, где образуются мезоны. Это увеличивает вероятность распада мезонов, что приводит к уменьшению их интенсивности, регистрируемой на поверхности земли. Это объяснение по порядку величины оказалось вполне удовлетворительным.

Росси в 1939 г. ⁽²⁾ учел, что вероятность распада меняется во время движения мезонов по мере потери ими энергии, и получил (предполагая атмосферу равновесной) соответствующую аналитическую формулу для температурного коэффициента. Однако тщательное изучение многочисленных экспериментальных результатов, полученных десятками исследователей в различных частях земного шара, приводит к затруднениям в вышеуказанной интерпретации температурного эффекта. Прежде всего значения температурных коэффициентов, полученные различными авторами на различных станциях в средних широтах, сильно (вдвое, втрое) расходятся между собой, т. е. значительно больше, чем можно было бы ожидать на основании точности измерений. Отказавшись от попыток теоретически точно осмыслить получаемые цифры, исследователи, как правило, перешли к эмпирическим поискам различных факторов. Так, некоторые наблюдатели коррелируют среднемесячные или сезонные значения интенсивности космических лучей, соответственно, со среднемесячными или сезонными значениями наземной температуры. Другие вычисляют температурный коэффициент для каждого месяца отдельно, пользуясь суточными средними, и затем находят среднее значение из 12 коэффициентов. Первый метод приводит к величинам примерно в 2 раза большим, чем второй. Кроме того, при вычислении для каждого месяца отдельно температурный коэффициент обнаруживает совершенно неожиданные сезонные вариации: зимой температурный коэффициент примерно в 2 раза больше, чем летом.

Как показал Дюперье ⁽³⁾, непостоянство температурного коэффициента можно свести, в основном, к непостоянству связи между изменениями температуры на уровне моря и изменениями высоты слоя, в котором происходит генерация мезонов. Этот автор сопоставлял интенсивность космических лучей, наблюдаемую на уровне моря, не с наземной температурой, а непосредственно с высотой изобарического уровня, на

котором предполагается генерация мезонов (обычно выбирается давление 100 г/см^2). При этом, однако, появились новые трудности. Оказывается ⁽⁴⁾, что и после исправления интенсивности космических лучей на изменения высоты слоя, где происходит генерация мезонов, остаток интенсивности коррелирует положительным образом с температурой воздуха в слое генерации мезонов. Попытки объяснения этого явления конкуренцией между распадом и захватом π -мезонов не дали положительных результатов. Экспериментально определенное значение коэффициента оказалось примерно в 3 раза больше, чем значение температурного коэффициента, вычисленного теоретически из указанной интерпретации ⁽⁵⁾.

2. Между тем, в ряде работ ^(6, 7) было показано, что в действительности возможен полный учет всех метеорологических факторов. При этом, правда, утрачивает свой простой смысл понятие температурного коэффициента в связи с необходимостью, наряду с барометрическим эффектом и эффектом сдвига уровня генерации, учитывать еще ряд эффектов — эффект перераспределения воздушных масс, эффект конечной толщины слоя генерации, а также эффект, обусловленный конкуренцией между распадом и захватом π -мезонов. Исходя из этих работ, можно объяснить появление ряда трудностей и противоречий в работах ^(5, 8, 9, 11) и др.).

Относительное изменение интенсивности μ -мезонов $\delta N_\mu / N_\mu$, обусловленное изменением температуры воздуха $\delta T(h')$ на разных изобарических уровнях h' от границы атмосферы до уровня наблюдения h_0 , можно представить в виде:

$$\frac{\delta N_\mu}{N_\mu} = \int_0^{h_0} W(h') \delta T(h') dh', \quad (1)$$

где $W(h')$ — некоторая функция, показывающая роль различных слоев воздуха в создании температурного эффекта при изменении температуры воздуха на уровне h' на 1° . Эту функцию можно назвать «плотностью температурного коэффициента». Покажем прежде всего, что метод Дюперье (корреляция интенсивности жесткой компоненты космических лучей с высотой определенного изобарического уровня с давлением h_1 , на котором предполагается генерация мезонов) эквивалентен методу, использующему некоторую определенную, произвольно выбранную плотность температурного коэффициента. Действительно, высота $H(h_1)$ изобарического уровня с давлением h_1 определяется,

как известно, формулой $H = \int_{h_1}^{h_0} \frac{dh'}{\rho(h')}$, где $\rho(h') = h' / RT$ есть плотность

воздуха. Тогда изменение высоты уровня h_1 , обусловленное изменением температуры T воздуха,

$$\delta H = - \int_{h_1}^{h_0} \frac{\delta \rho(h') dh'}{\rho^2(h')} = \int_{h_1}^{h_0} \frac{R}{h'} \delta T(h') dh'. \quad (2)$$

Согласно Дюперье ⁽³⁻⁵⁾, изменение интенсивности жесткой компоненты космических лучей, обусловленное изменением высоты уровня h_1 , дается в виде:

$$\frac{\delta N_\mu}{N_\mu} = - \beta \delta H, \quad (3)$$

где β — коэффициент, определяемый экспериментально. Подставляя (2) в (3) и сравнивая с (1), получим выражение для плотности температурного коэффициента, соответствующей данному методу, $W(h') = - \beta R / h'$. Рассчитанные нами по этой формуле плотности температурных коэффициентов для двух значений β , относящихся к $h_1 = 100 \text{ мб}$ и к $h_1 = 50 \text{ мб}$ (и указанных в работе ⁽⁵⁾), приведены на рис. 1, кривые 1 и 2, соответ-

ственно. На этом же рисунке приведены кривая 3, относящаяся к работе (6), в которой учитывается эффект перераспределения масс, но не учитывается размазанность генерации, а также кривые 4, 5 и 6, рассчитанные приближенно на основании работы (7)*, в которой предполагается двухмезонная схема происхождения жесткой компоненты и учитывается как эффект перераспределения масс, так и эффект размазанности уровня генерации. Кривая 4 представляет эффект, обусловленный нестабильностью μ -мезонов, кривая 5 — эффект, обусловленный конкуренцией между захватом и распадом π -мезонов, а кривая 6, являющаяся суммой кривых 4 и 5, — полный температурный эффект. Кривая 6 наиболее полно отражает влияние температуры атмосферы на интенсивность жесткой компоненты космических лучей. Как видно из рисунка, на больших высотах различие между кривыми 2, 1, а также и 3, с одной стороны, и кривой 6, с другой, лишь частично обусловлено эффектом конкуренции между захватом и распадом π -мезонов (кривая 5). На небольших высотах различие имеет противоположный знак (кривая 6 идет выше, чем кривые 1, 2 и 3), причем оно наиболее существенно для кривых 1 и 2, не учитывающих эффекта перераспределения масс.

Представив в такой форме метод, применяемый Дюперье и вслед за ним многими другими исследователями, легко видеть причину его ошибочности. Этот метод эквивалентен введению вместо истинной плоскости температурного коэффициента (кривая 6) некоторой произвольной (кривые 1 и 2). Эта плотность температурного коэффициента по Дюперье на больших высотах из-за неучета размазанности уровня генерации чрезмерно велика, а на малых высотах из-за неучета эффекта перераспределения масс недостаточна. Вследствие особенностей связи температурных изменений на малых и на больших высотах в Англии мы здесь находим полное объяснение аномально большого значения положительного температурного коэффициента, полученного Дюперье (4, 5). Действительно, если эта связь отрицательна (температуры на уровне моря и на большой высоте изменяются в противоположных направлениях), то положительный температурный коэффициент как можно оценить из кривых 2 и 6, будет велик, порядка $0,2 \div -0,3\%$ на 1° (в зависимости от степени связи) для слоя 50—200 мб (для слоя 100—200 мб, как видно из кривых 1 и 6, температурный коэффициент будет примерно в 2 раза меньше). Если связь между изменениями температуры воздуха в верхних и нижних слоях атмосферы отсутствует, то, как видно из рисунка, положительный температурный коэффициент для слоя 100—200 мб (определяемый площадью между кривыми 1 и 6 и

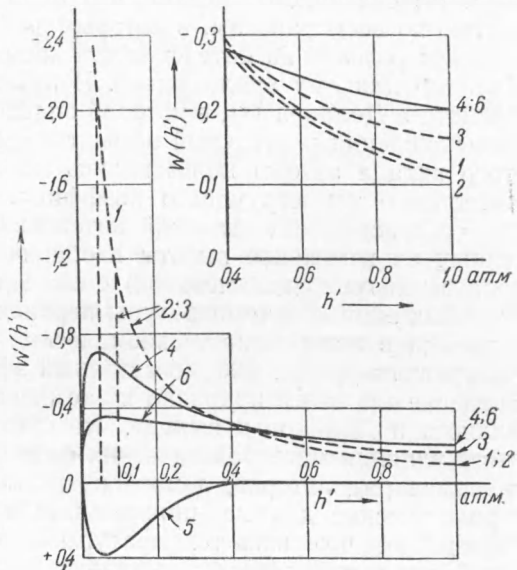


Рис. 1. Плотности температурных коэффициентов жесткой компоненты космических лучей, регистрируемой на уровне моря

* При расчетах были выбраны следующие значения постоянных, входящих в формулу (7) работы (7): для среднего времени жизни μ - и π -мезонов $2,15 \cdot 10^{-6}$ и $2,5 \cdot 10^{-8}$ сек.; для масс покоя μ - и π -мезонов 216 и 276 m_e ; для среднего пробега мезон-генерирующей компоненты до поглощения 120 г/см²; для пробега π -мезонов до ядерного поглощения 60 г/см².

ординатами 100 и 200 мб) будет 0,049% на 1°, а для слоя 50—200 мб 0,120% на 1°, в то время как согласно кривой 5 положительный температурный коэффициент для эффекта, обусловленного конкуренцией между захватом и распадом π -мезонов, для слоя 100—200 мб будет всего лишь 0,026%, а для слоя 50—200 мб 0,044% на 1°. Если же связь между изменениями температуры в верхних и нижних слоях атмосферы положительна (что имеет, например, место для суточных изменений), то так называемый положительный температурный коэффициент Дюперье будет близок к нулю или может стать отрицательным (если роль нижних уровней будет больше, чем высоких).

3. Из сказанного следует, что надо отнестись с большой осторожностью ко всем работам, в которых для определения влияния метеорологических условий на интенсивность космических лучей используется метод Дюперье или ему аналогичный. В качестве примера рассмотрим метод Эллиота и Долбира (8), в которой определяется вклад метеорологического происхождения в суточный эффект космических лучей. При определении этого вклада авторы пользовались методом Дюперье и значением положительного температурного коэффициента, определенного из корреляции среднесуточных значений интенсивности космических лучей (исправленных на изменение высоты изобарического уровня, на котором предполагается генерация мезонов) с соответствующими изменениями среднесуточных значений температуры верхних слоев атмосферы. При введении поправки в интенсивность космических лучей на изменение высоты изобарического уровня 100 мб суточный эффект увеличивается почти вдвое. Введение же затем поправки на температуру слоя 100—200 мб приводит Эллиота и Долбира к выводу, что суточный эффект, остающийся после учета влияния метеорологических факторов, не увеличивается, как на это указывал ряд авторов, а наоборот, уменьшается почти вдвое. Однако аэрологические данные, приведенные в статье вышеуказанных авторов, показывают, что связь температуры высоких слоев атмосферы с температурой нижних слоев для суточного хода положительна, поэтому, при правильном учете метеорологических факторов, «положительный» температурный коэффициент должен быть равным нулю или даже стать отрицательным. В то же время для среднесуточных значений температуры эта связь отрицательная (что видно из работы (5)), и поэтому положительный температурный коэффициент будет большим. Следовательно, правильный учет температурного эффекта не уменьшит суточного эффекта почти вдвое, а наоборот, увеличит его вдвое или больше. Аналогичные особенности возникают при определении роли метеорологических факторов в сезонном (8) и широтном (9-11) эффектах космических лучей.

В заключение автор пользуется случаем выразить глубокую благодарность проф. Е. Л. Фейнбергу за ряд ценных советов.

Научно-исследовательский институт
земного магнетизма

Поступило
27 VIII 1953

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ P. M. Blacket, *Phys. Rev.*, **54**, 973 (1938). ² B. Rossi, *Rev. Mod. Phys.*, **11**, 296 (1939). ³ A. Duperier, *Proc. Phys. Soc.*, **61**, 34 (1948). ⁴ A. Duperier, *ibid.*, **62 A**, 684 (1949). ⁵ A. Duperier, *J. Atm. Terr. Phys.*, **1**, 296 (1951). ⁶ Е. Л. Фейнберг, ДАН, **53**, 421 (1946). Л. И. Дорман, ДАН, **94**, № 3 (1954). ⁷ D. W. N. Dolbear, H. Elliot, *J. Atm. Terr. Phys.*, **1**, 215 (1951). ⁸ K. M. Kupferberg, *Phys. Rev.*, **73**, 804 (1948). ⁹ A. Duperier, *Nature*, **163**, 364 (1949). ¹⁰ H. D. Rathgeber, *ibid.*, **162**, 303 (1948).