

СЗ425 + СЗ44.1Д

17/VI

М-294

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P1 - 3349



А.С. Мартынов

КАЛИБРОВочные КРИВые  
В КООРДИНАТАХ  $\{ \Sigma R, d \}$  И ИЗМЕРЕНИЕ  
ЭНЕРГИИ  $\gamma$ - КВАНТОВ В ДИАПАЗОНЕ 40+4000 МэВ  
В КСЕНОНОВОЙ ПУЗЫРЬКОВОЙ КАМЕРЕ

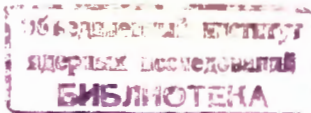
ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1967.

P1 - 3349

А.С. Мартынов

КАЛИБРОВочНЫЕ КРИВЫЕ  
В КООРДИНАТАХ  $\{ \sum R, d \}$  И ИЗМЕРЕНИЕ  
ЭНЕРГИИ  $\gamma$ -КВАНТОВ В ДИАПАЗОНЕ 40+4000 МэВ  
В КСЕНОНОВОЙ ПУЗЫРЬКОВОЙ КАМЕРЕ



Целью настоящей работы является получение калибровочных кривых, необходимых для измерения энергии  $\gamma$ -квантов, конвертировавшихся в рабочем объеме ксеноновой пузырьковой камеры<sup>/8/</sup>. Все нижеизложенное составляет методическую часть работы<sup>/4/</sup>.

В бесконечно большой камере вся первоначальная энергия  $E_0$  конвертировавшего  $\gamma$ -кванта в конечном итоге расходуется на ионизацию и возбуждение ливневыми частицами атомов рабочей жидкости камеры. На последней стадии развития ливня имеются ливневые частицы ( малоэнергичные электронно-позитронные пары и комптон-электроны) с очень короткими пробегами, недоступными непосредственному наблюдению. Практически невозможно наблюдать в ксеноновой камере ливневые частицы ( электроны и позитроны) с начальной кинетической энергией меньшей, чем  $E_{min} = 2+3$  Мэв (  $E_{min}$  -величина, характерная для данной рабочей жидкости камеры и данных условий эксперимента). Вследствие этого некоторая доля первоначальной энергии  $\gamma$ -кванта переходит в кинетическую энергию ливневых частиц с малыми, ненаблюдаемыми в камере, пробегами. Оценки по каскадной ливневой теории показывают<sup>/5/</sup>, что эта доля энергии слабо зависит от изменения величины  $E_0$ , если только  $E_0$  не слишком мало ( $E_0 \geq 40 - 60$  Мэв). В камере конечных размеров может оказаться, что некоторый ливень не полностью развивается в рабочем объеме камеры, т.е. ливневые частицы с энергией, большей  $E_{min}$ , выходят из эффективного объема камеры; это

значит, что часть энергии  $E_0$ , которая в случае бесконечно большой камеры была бы израсходована на образование ливневых частиц с наблюдаемыми пробегами, будет выделяться вне камеры. Ливни такого типа в дальнейшем называются "обрезанными". Поэтому необходимо установить при определенных условиях эксперимента количественный критерий "обрезанности" ливня. Для решения задачи измерения энергии  $u$ -квантов, инициирующих обрезанный ливень, и установления практически удобного критерия обрезанности ливня необходимо обратиться как к составлению эмпирических калибровочных кривых в координатах  $\{\Sigma R, d\}$ , так и к анализу всевозможных допускаемых ошибок, в частности, к нахождению эмпирического поля флуктуационных ошибок в тех же координатах  $\{\Sigma R, d\}$ . Здесь  $\Sigma R$  - суммарный пробег всех ливневых частиц, а  $d$  - возможный путь развития, т.е. расстояние между точкой зарождения ливня и точкой пересечения оси ливня с границей эффективного объема камеры. Ось ливня определяется положением родительской звезды и точкой зарождения ливня.

В данной работе калибровочные кривые были получены при условиях, которые необходимы для корректного осуществления процесса измерения курвиметром суммарного пробега ( $\Sigma R$ )<sub>пр</sub> и которые не были соблюдены в работе /2/. Здесь ( $\Sigma R$ )<sub>пр</sub> - суммарный пробег всех частиц ливня, взятого в плоскости фотографирования. Калибровочные кривые были получены для достаточно широких интервалов возможных значений измеряемых величин  $\Sigma R$  и  $d$ , необходимых для проведения поиска радиационного распада нейтральных бозонных резонансов  $Z^0 \rightarrow \pi^0 \gamma$  /4/. Ошибку в  $\Sigma R$ , обусловленную обрезанием ливня границей эффективного объема камеры и статистическим характером процесса развития ливня, мы называем флуктуационной. Эта ошибка в основном и определяет общую индивидуальную ошибку при измерении энергии  $u$ -кванта, вызывающего обрезанный ливень. Для оценки допускаемой флуктуационной ошибки было получено также эмпирическое поле флуктуационных ошибок в координатах  $\{\Sigma R, d\}$ .

При получении калибровочных кривых  $\{\Sigma R, d\}$  и поля ошибок были сделаны три следующие предположения:

1. Начальная энергия  $u$ -кванта, вызвавшего ливень в бесконечно большой камере, пропорциональна величине  $(\Sigma R)_\infty$ , т.е.  $E_0 = K(\Sigma R)_\infty$ , где  $(\Sigma R)_\infty$  - суммарный пробег всех ливневых частиц с наблюдаемыми в камере пробегами,

т.е. частиц с начальной кинетической энергией большей, чем  $E_{\min}$ .

2. Относительные флуктуации в  $(\Sigma R)_{\infty}$  при фиксированном  $E_0$  малы ( во всяком случае не более ошибок в измерении суммарного пробега  $(\Sigma R)_{\infty}$  ).

3. Флуктуационные ошибки в  $\Sigma R$  определяются нормальным законом распределения.

Первое из этих предположений отражает то обстоятельство, что ливень состоит из релятивистских частиц, ионизационные потери которых на единицу пути постоянны. Это предположение подтверждается также предсказаниями каскадной ливневой теории<sup>/5/</sup>. В отличие от первого предположения, справедливость второго и третьего предположений не может быть достаточно убедительно обоснована выводами ливневой теории и подтверждается лишь разумными конечными результатами:

а) Измерение эффективных масс  $\pi^0$ - и  $\omega^0$ -мезонов в распадах  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ ,  $\omega^0 \rightarrow \pi^0\gamma$  приводит к правильному их положению на шкале масс<sup>/4/</sup>.

б) Величина ошибки в измерении масс  $\pi^0$  и  $\omega^0$ , полученная непосредственно из анализа распределений эффективных масс  $m_{2\gamma}$ ,  $m_{3\gamma}$  и  $m_{\pi^0\gamma}$ , совпадает с величиной ошибки, определенной с помощью эмпирического поля ошибок.

в) Характер зависимости флуктуационных ошибок в  $\Sigma R$  от степени обрезания ливня подтверждает справедливость второго предположения: флуктуационные ошибки с ростом  $d$  резко падают, что является непосредственным указанием на то, что относительные флуктуации в  $(\Sigma R)_{\infty}$  действительно малы.

Для получения калибровочных кривых и поля ошибок было отобрано около 600 ливней различной мощности ( при обычных условиях измерения на кадре) на снимках ксеноновой камеры, экспонированной в пучке  $\pi^-$ -мезонов с импульсом  $p_{\pi^-} = 9 \frac{\text{ГэВ}}{c}$  синхрофазотрона ОИЯИ<sup>x)</sup>. Затем ливни отбирались по визуальному критерию необрезанности ливня, который позволял нам принимать их как ливни с суммарным пробегом  $(\Sigma R)_{\infty}$ : ливень, развиваясь, проходит через максимум числа своих частиц, постепенно затухает и на остаточном пути развития (  $t \geq 3 \text{ рад}$  ) не оставляет видимых ливневых частиц;

$t \text{ рад}$  - радиационная единица длины для жидкого ксенона,  $t \text{ рад} = 4 \text{ см}^{17/}$ .

В случае очень мощных ливней ( $E_0 > 2,0 \text{ ГэВ}$ ) конечные размеры камеры не позволяют удовлетворить этому визуальному критерию

x) Ливни выбирались из числа 600  $\pi^-$ -He -взаимодействий с 3-мя  $\gamma$ -квантами, отобранных для поиска радиационного распада нейтральных бозонных резонансов  $Z^0 \rightarrow \pi^0\gamma$ .

необрезанности ливня. В этом случае, очевидно, не выполняется первое предположение, справедливое лишь в случае бесконечно больших размеров камеры. Здесь мы делаем дополнительное предположение, что для не очень мощных ливней ( $E_0 < 4 \text{ ГэВ}$ ) относительная доля энергии  $E_0$ , затрачиваемая на образование вне камеры ливневых частиц с энергией, большей, чем  $E_{\text{min}}$ , мала ( $\approx 5\%$ ), а относительные флюктуации в  $\Sigma R$  по-прежнему остаются также малыми. После отбора ливней по визуальному критерию проводились измерения суммарного пробега всех частиц ливня ( $\Sigma R$ )<sub>пр</sub>, взятого в проекции на плоскость фотографирования. Для каждого ливня определялись коэффициент увеличения  $K(z)$  в точке зарождения ливня и  $\cos \phi$ , где  $\phi$  — угол наклона оси ливня к плоскости фотографирования.

Обратимся теперь к оценке возможных ошибок, допускаемых при измерении энергии  $\gamma$ -квантов: а) при измерении суммарной длины ливня курвиметром для неплотного и изолированного ливня следует предположить, что ошибка в ( $\Sigma R$ )<sub>пр</sub> соответствует нормальному закону распределения. Для оценки величины ошибки в измерении ( $\Sigma R$ )<sub>пр</sub> было отобрано несколько ливней, необрезанных по визуальному критерию и различной мощности ( $(\Sigma R)_{\text{пр}} \div 10 \text{--} 500 \text{ см}$ ), и проведены многократные измерения их одним и тем же измерителем. Было обнаружено, что среднеквадратичная ошибка соответствует нормальному закону распределения и составляет 2-3%. Величина ошибки слабо зависит от абсолютной величины ( $\Sigma R$ )<sub>пр</sub>. При измерении ( $\Sigma R$ )<sub>пр</sub> одного и того же ливня разными измерителями оказалось, что разброс в результатах измерений не превышал также 2-3%. При определении истинной величины суммарного пробега  $\Sigma R$  суммарный пробег ( $\Sigma R$ )<sub>пр</sub> необходимо поправить на коэффициент увеличения  $K(z)$ , ( $K(z) = A + Bz$ , где  $z$  — глубина залегания точки зарождения ливня) и на угол наклона оси ливня  $\phi$  к плоскости фотографирования по формуле:

$$\Sigma R = (\Sigma R)_{\text{пр}} \cdot \frac{\Gamma(z)}{\cos \phi}.$$

б) Для  $K(z)$  мы не учитываем его зависимость от  $z$  в области развития ливня, поскольку максимальное относительное изменение коэффициента увеличения не превышает 4% и ошибка, вносимая таким пренебрежением, также не превышает 4%. К тому же в каждом наборе ливней одинаковой мощности, отобранном для получения калибровочных кривых, наблюдалось приближенное равенство числа ливней с противоположными знаками

у  $\cos \phi$ . Это обстоятельство в процессе получения калибровочных кривых приводило к значительному уменьшению ошибки, обусловленной неточным значением  $K(z)$ . При измерении эффективных масс резонансов, распадающихся на  $n$   $\gamma$ -квантов ошибки, обусловленные неточным значением  $Y(z)$  и имеющие противоположные знаки, компенсируют друг друга и не вносят большого вклада в суммарную ошибку.

в) Очень трудно непосредственно оценить неизвестную ошибку, вносимую учетом угла  $\phi$ . Учет угла наклона оси ливня к плоскости фотографирования в среднем определяется операцией деления  $(\Sigma R)_{np}$  на  $\cos \phi$ . Трудность заключается в том, что в жидком ксеноне ливневые частицы подвергаются значительному многократному кулоновскому рассеянию. Здесь необходимо осуществить достаточно корректно переход от  $(\Sigma R)_{np}$  к  $\Sigma R$ , т.е. к суммарному пробегу ливня, взятого непосредственно в объеме камеры. Отметим, что чем больше энергия  $\gamma$ -кванта или электрона, вызывающего ливень, тем сильнее выражена направленность ливня, т.е. стремление ливневых частиц сохранить первоначальное направление полета  $\gamma$ -кванта или электрона, и тем более корректной представляется операция деления  $(\Sigma R)_{np}$  на  $\cos \phi$ .

С целью оценки допустимой погрешности было отобрано 70 случаев распада  $K_{\pi 2}^+$  и  $K_{\mu 3}^+$ -мезонов (налету или в покое)<sup>1/6/</sup>, где малоэнергичные ливни, содержащие в себе не более 3-х электрон-позитронных пар, не обладали достаточно выраженной направленностью в движении своих частиц. Суммарный пробег ливней измерялся двояким путем:

а) с помощью измерения  $\Sigma R_{np}$  курвиметром и учета коэффициента увеличения и угла наклона  $\phi$ ;

б) с помощью суммирования измеренных на микроскопе малых прямолинейных участков следов всех частиц ливня.

Затем для каждого случая распада определялось отношение  $R = \frac{\Sigma R_{\text{курв}}}{\Sigma R_{\text{микр}}}$  (распределение  $R$  показано на рис. 1, где  $\bar{R}_{\text{max}} = 1.17^{+0.10}_{-0.07}$ ).

Из величины разброса в  $R$  (полуширина максимума в распределении  $R$ ) мы приблизительно оцениваем ошибку в 7-8% и считаем, что эта ошибка обуславливается в основном формой следов ливневых частиц и различной степенью отклонения направления их движения от оси ливня.

Учитывая наличие всех неблагоприятных факторов при получении распределения ( маломощные, ненаправленные ливни, плохие условия измерения, иногда большие углы наклона (  $\phi > 70^\circ$  ), следует ожидать, что в среднем для всех других условий измерений и для более мощных ливней ошибка, обусловленная учетом угла наклона  $\phi$ , не будет превышать 3-5%. Далее, для каждого необрезанного ливня определялось отношение  $\alpha = \frac{V(z)}{\cos \phi}$  и  $\Sigma R = \alpha(\Sigma R)_{пр}$ .

Интервал возможного изменения  $\alpha$  для всей совокупности ливней оказался достаточно узким:  $0.870 \leq \alpha \leq 0.952$ , что дало возможность легко обеспечить в пределах ошибок постоянство шага (  $\Delta = 2\text{см} = \text{const}$  ), применяемого при проведении искусственного обрезания ливней с различными значениями  $\alpha$ . Затем на всей совокупности отобранных ливней было построено распределение по суммарному пробегу  $(\Sigma R)_\infty$ . Интервал в распределении,  $\Delta(\Sigma R)_\infty$  выбирался с учетом того, что относительная ошибка,  $\delta[\Sigma R_\infty]$ , в измерении  $(\Sigma R)_\infty$  составляет примерно 5 % и не зависит от абсолютной величины  $(\Sigma R)_\infty$ . Распределение по  $(\Sigma R)_\infty$  позволило разделить все ливни на группы с одинаковыми значениями  $(\Sigma R)_\infty$ . Каждая группа характеризовалась, таким образом, величиной  $(\Sigma R)_\infty$ , числом ливней и условиями измерения каждого ливня. Затем для каждого ливня какой-либо группы измерялся суммарный пробег  $(\Sigma R)_d$  при различной степени искусственного обрезания, т.е. ливни подвергались последовательному, пошажному обрезанию и соответствующему измерению  $(\Sigma R)_d$  при данном  $d$ , т.е. при данном положении воображаемой границы обрезания. В предположении того, что флюктуационная ошибка в  $\Sigma R$  должна определяться нормальным законом распределения, на каждом этапе обрезания по всем ливням данной группы вычислялись средне-арифметическое  $(\Sigma R)_d$ , средне-квадратичная ошибка,  $\delta_{фл}(\Sigma R, d)$  и средняя простая ошибка  $\delta^1(\Sigma R, d)$ . Сравнение хода среднеквадратичной ошибки с ходом простой средней ошибки действительно указывало на справедливость третьего предположения, т.е. на то, что флюктуация числа частиц при развитии ливня дает флюктуационную ошибку в  $\Sigma R$ ,  $\delta(\Sigma R, d)$ , которая приблизительно соответствует нормальному закону распределения. Таким образом, последовательно переходя от одной группы к другой и проводя соответствующие измерения, мы получили калибровочные кривые  $\{\Sigma R, d\}$ , поле ошибок в  $\Sigma R$  и зависимость флюктуационной ошибки в  $\Sigma R$  от возможного пути развития  $d$ . ( Калибровочные кривые и поле ошибок представлены на рис. 2).



Непосредственно из рис. 2 видно, что флюктуационная ошибка быстро и монотонно спадает с ростом  $d$  к значению ошибки  $\delta_{\text{изм.}}(\Sigma R)_{\infty}$ , допускаемой при измерении  $(\Sigma R)_{\infty}$  для необрезанного ливня, что и оправдывает второе предположение. Подробное обсуждение калибровочных кривых  $\{\Sigma R, d\}$  и поля ошибок приводит к выводу, что количественный критерий необрезанности ливня в наших условиях эксперимента заключается в том, что для ливня с измеренными координатами  $\{\Sigma R, d\}$  флюктуационная ошибка  $\delta_{\text{фл.}}[\Sigma R, d]$  должна быть меньше или равна суммарной ошибке в измерении  $\Sigma R$ ,  $\delta_{\text{изм.}}(\Sigma R)$ ,  $\delta_{\text{изм.}}(\Sigma R) \approx 5\%$ .

Здесь  $\delta_{\text{изм.}}(\Sigma R)$ , как обсуждалось выше, определяется:

а) ошибкой, допускаемой при измерении  $(\Sigma R)_{\text{пр}}$ , в) ошибкой, вызванной приближенным путем учетом коэффициента увеличения в области развития ливня и с) ошибкой, обусловленной учетом угла наклона оси ливня к плоскости фотографирования. Таким образом, ливень считается необрезанным, если  $\delta_{\text{фл.}}(\Sigma R, d) \leq \delta_{\text{изм.}}(\Sigma R)$  ( $\sim 5\%$ ), причем  $d > d^*$ , где  $d^*$  — есть возможный путь развития, при котором  $\delta_{\text{фл.}}(\Sigma R, d) = \delta_{\text{изм.}}(\Sigma R)$ . При переходе к шкале энергии (Рис. 2) принималось соотношение  $E_0 = k(\Sigma R)_{\infty}$ , где  $K = 0.57^{+0.007}_{-0.015}$  — значение коэффициента пропорциональности, найденное в работе <sup>13/</sup>. Это значение коэффициента пропорциональности обеспечивает правильное положение массы  $\pi^0$ - и  $\omega^0$ -мезонов на шкале масс в распределении  $m_{2\gamma}$ ,  $m_{3\gamma}$  и  $m_{\pi\gamma}$  <sup>14/</sup>. На поле ошибок с помощью критерия  $\delta_{\text{фл.}}[\Sigma R, d] = \delta_{\text{изм.}}[\Sigma R]$  можно определить границу, разделяющую области обрезанных и необрезанных ливней ( $\delta_{\text{изм.}}(\Sigma R) = 5\%$ ). Области между лучами, показанными на рис. 2, характеризуют ливни, флюктуационные ошибки у которых допускаются в пределах, указанных у каждого луча. Здесь уместно подчеркнуть, что вышеприведенный критерий необрезанности ливня и второе предположение справедливы пока  $E_0$  не слишком мало, т.е.  $E_0^{\text{min}} \geq 40 - 60$  Мэв.

Дело в том, что в бесконечно большой камере при  $E_0 < E_0^{\text{min}}$  относительный разброс в потерях на радиационное излучение малоэнергичных, невидимых в ксеноновой камере  $\gamma$ -квантов может достигать значений больших, чем ошибка в измерении  $(\Sigma R)_{\infty}$ . Из <sup>1,2,3/</sup> видно, что в этом случае относительная ошибка в измерении энергии  $\gamma$ -кванта или электрона становится весьма большой ( $> 20\%$ ) и, по-видимому, в основном определяется флюктуациями в потерях на излучение мягких, нерегистрирующихся в камере  $\gamma$ -квантов.

Таким образом, критерий обрезанности ливня в вышеприведенной формулировке для малых  $E_0$  теряет свой смысл, так что линия в поле ошибок ( $\delta_{\text{пл}} [\Sigma R, d] = 5\%$ , рис.2), разделяющая области обрезанных и необрезанных ливней, при проведении ее в сторону малых значений  $\Sigma R$  и  $d$  имеет некоторую разумную граничную точку. Из хода всего вышеизложенного следует, что большие ошибки в измерении энергии  $\gamma$ -квантов определяются в основном фактом обрезания ливня и статистическим характером процесса развития ливня и что ошибка в измерении энергии  $\gamma$ -кванта, инициирующего необрезаемый ливень, не зависит от абсолютного значения измеряемой величины  $E_0$ , тогда как ошибка в измерении энергии обрезанного ливня сильно зависит от степени его обрезания, однозначно определяемой отношением  $\frac{f_n(\Sigma R)}{d}$ . Отметим в заключение, что с помощью кривых  $\{ \Sigma R, f \}$  и поля ошибок в  $\Sigma R$  можно легко оценить как энергию  $\gamma$ -кванта, так и ошибку в измерении энергии этого  $\gamma$ -кванта, если известны координаты его ливня.

Автор выражает благодарность И.М.Граменицкому, Т.Добровольскому, Б.Ничипоруку и Н.М.Вирясову за полезные обсуждения и помощь в работе, а также благодарит Л.И.Маслову, И.А.Миролюбову, Н.К.Смирнову, А.Г.Чекменеву, Г.А.Стройкову, Л.П.Титову и И.Н.Попову, выполнивших основную работу по измерению, обработке и оформлению материала.

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Л.П.Коновалова, Л.С.Охрименко, З.С.Стругальский,  
ПТЭ, 1961, № 6,26
2. Я.Даныш, З.Стругальский, О.Чижевский. Препринт ОИЯИ  
Р-1144, Дубна, 1962 .
3. В.С.Курбатов. Дипломная работа, ОИЯИ 1963.
4. Т.И.Канарек, Е.Лоскевич, А.С.Мартынов, Б.Ничипорук,  
З.С.Стругальский, Г.Л.Семашко, Т.Семярчук, К.Эскрейс.  
Препринт ОИЯИ Р-1-2948, Дубна 1966.
5. С.З.Беленький. Лавинные процессы в космических лучах, 1948,  
Гостехиздат.  
Б.Росси. Частицы больших энергий, 1955, Гостехиздат  
С.З.Беленький, И.П.Иваненко, УФН 69,591 (1959).
6. В.С.Курбатов, Э.И.Мальцев, А.И.Маслаков, Г.М.Сташков,  
И.В.Чувило, А.И.Шкловская. ПТЭ, 1965 г, № 5, 61.
7. Б.Ничипорук, Б.Словинский, З.С.Стругальский. Препринт ОИЯИ, Р-2808,  
Дубна, 1966.
8. T.I.Kanarek, E.I.Maltsev, T.Nagy, A.Prokes, G.M.Stashkov, E.P.Ustenko,  
I.V.Chuvilo, U.N.Shkobin. Proc. of the International Conf. on High-Energy  
Accelerators and Instrumentation, CERN, 1959.

Рукопись поступила в издательский отдел  
25 июня 1967 г.

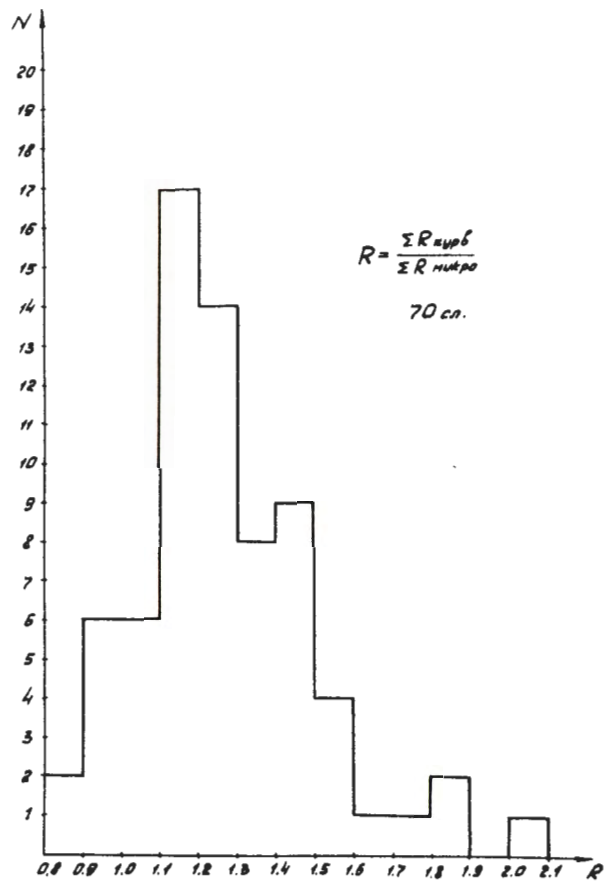


Рис.1 Распределение R .

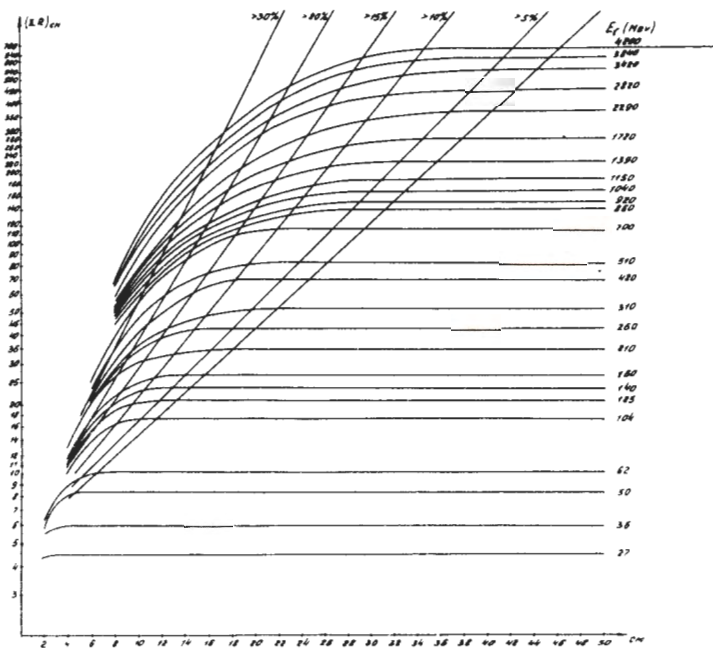


Рис.2 Калибровочные кривые {Σ R, d} и поле флюктуационных ошибок.