

16  
**И Н С Т И Т У Т**  
**ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СОАН С С С Р**

ПРЕПРИНТ И Я Ф 74 - 36

А.П.Онучин, В.И.Тельнов

**ФЛУКТУАЦИИ ИОНИЗАЦИОННЫХ ПОТЕРЬ**  
**В ПРОПОРЦИОНАЛЬНЫХ КАМЕРАХ**

Новосибирск

1974



А.П.Онучин, В.И.Тельнов

ФЛУКТУАЦИИ ИОНИЗАЦИОННЫХ ПОТЕРЬ  
В ПРОПОРЦИОНАЛЬНЫХ КАМЕРАХ

А Н Н О Т А Ц И Я

Нет теории, описывающей флуктуации потерь энергии на ионизацию в области таких малых толщин материалов, какие используются в пропорциональных камерах. Измерено амплитудное разрешение пропорциональных камер от электронов с минимальной ионизацией для газов *He, Ne, Ar, Xe* и  $\text{CO}_2$  в области толщин 1–20 см. Экспериментальные результаты существенно отличаются от расчета по теории Ландау, в том числе с учетом поправок Блунка–Лайзеганга.



## 1. Введение

В некоторых экспериментах пропорциональные камеры используются для измерения ионизационных потерь. Собственное амплитудное разрешение пропорциональных камер, связанное с флуктуациями числа пар ионов при фиксированной поглощенной энергии и со статистическим характером процесса газового усиления, изучено достаточно хорошо. Полная ширина на полувисоте равна /1/

$$\delta = 2,36 \sqrt{(F + \Phi) / \bar{n}}$$

где  $\bar{n}$  — среднее число первичных пар ионов;  $F$  — фактор Фано, составляющий  $0,05 + 0,3$ ;  $\Phi$  — коэффициент, характеризующий флуктуации газового усиления, равный приблизительно  $0,7$ .

При регистрации быстрых заряженных частиц основной вклад в амплитудное разрешение дают флуктуации потерь энергии внутри камеры энергии. Вопрос о флуктуациях потерь энергии на ионизацию в тонких поглотителях рассматривался Ландау /2/. Полностью эта задача до сих пор не решена, поскольку не известна вероятность  $W(\epsilon)$  потерь энергии на единицу пути при  $\epsilon$  сравнимых с энергией связи электронов в атоме. Ландау нашел решение в области толщин поглотителя, для которой выполняются следующие условия:

$$\xi / \epsilon_{max} \ll 1 \quad (1),$$

$$\xi / \epsilon_0 \gg 1 \quad (2),$$

где  $\xi = 0,154 \frac{Z_0 \rho X}{A \beta^2}$ ;  $\beta = \frac{v}{c}$ ;  $Z_0, A, \rho, X$  — соответственно заряд ядра, атомный вес, плотность и толщина материала;

$\epsilon_{max}$  — максимальная передача энергии в одном столкновении;

$\epsilon_0$  — характерная энергия связи электронов в атоме;

$\xi$  — выражено в Мэв,  $\rho$  в г/см<sup>3</sup>,  $X$  в см.

Условие применимости (1) означает, что вероятность образования  $\delta$ -электрона с энергией порядка  $\epsilon_{max}$  мала. Вавилов /3/ нашел решение без этого ограничения.

Условие применимости (2) означает, что образуется много  $\delta$ -электронов с энергией порядка энергии связи. Их вклад в флуктуации ионизационных потерь в этом случае пренебрежимо мал, и, следовательно, не требуется знания  $W(\epsilon)$  в области малых передач энергии.

Если  $\epsilon_0$  положить равной энергии связи на К-оболочке ( $\sim 13,6 Z_0^2$  эв), то условие (2) для одноатомных газов при нормаль-



ных условиях можно записать в виде

$$X \gg 2 \beta^2 Z. \quad (3)$$

Отсюда видно, что для обычных толщин пропорциональных камер I см при регистрации релятивистских частиц условие применимости (2) теории Ландау далеко не выполняется. На самом деле К-электроны составляют только часть электронов атома, поэтому требование (3) является несколько завышенным.

Блунк и Лайзеганг /4/ учли "резонансную" добавку ко второму члену разложения в теории Ландау. Эта поправка увеличивает ширину распределения Ландау тем больше, чем меньше толщина поглотителя. Поправка Блунка-Лайзеганга вычислялась в работах /4, 5, 6/. Шулек и др. нашли аналогичную поправку к распределению Вавилова /3/.

Хотелось бы обратить внимание на то, что поправки Блунка-Лайзеганга и Шулека и др. не сдвигают границу применимости, заданную условием (2), в сторону меньших толщин поглотителя. Это ограничение не указано в работах /4/, /7/. Более того, авторы работы /7/ считают, что поправки дают заметный вклад только при малых скоростях, а пример, демонстрирующий влияние поправки приводят для случая, где не выполняется условие (2). При малых толщинах материала необходимо знать функцию  $W(\epsilon)$  в области малых  $\epsilon$ . Некоторую информацию о  $W(\epsilon)$  можно получить из экспериментальных данных по фотопоглощению /8/.

Флуктуации ионизационных потерь в тонких поглотителях изучались экспериментально с помощью магнитных спектрометров /9-15/ и пропорциональных счетчиков /16-20/. В работах /12,14/, наиболее поздних из серии /9-15/, делаются выводы, что согласие между экспериментом и теорией Ландау с поправками Блунка-Лайзеганга хорошее. В работах /16-20/ отмечается отличие экспериментальных результатов от расчета по теории Ландау. Сравнение эксперимента с расчетом с учетом поправок Блунка-Лайзеганга имеется только для достаточно больших толщин, где поправки малы. Вывода о неприменимости поправок Б.Л. для очень тонких поглотителей нет.

В данной работе нами были проведены измерения амплитудных спектров от электронов с минимальной ионизацией в различных газах и произведено сравнение экспериментальных результатов с расчетом по теории Ландау, в том числе и с поправками Блунка-Лайзеганга.

## 2. Измерения

В работе использовалось восемь пропорциональных камер, которые размещались в объеме из нержавеющей стали (рис.1). Рабочий размер камер составляет  $230 \times 230 \times 12$  мм<sup>3</sup>. Сигнальные плоскости сделаны из медных вольфрамовых проволочек диаметром 28 мкм, намотанных с шагом 4мм, высоковольтные электроды - из бронзовых проволочек диаметром 50 мкм, намотанных с шагом 1мм. Расстояние между сигнальной и высоковольтной плоскостями равно 6 мм. Зазор между соседними камерами 20 мм. Объем откачивался форвакуумным насосом и наполнялся рабочим газом до давления 1 или 2 атм.

Измерения проводились с электронами от изотопа <sup>90</sup>Sr. Электроны проходили входную фольгу из нержавеющей стали толщиной 0,2 мм, коллимировались с помощью стальных пластин и пересекали камеры. На выходе пучка из объема электроны проходили через окно из плексигласа толщиной 2,5мм и попадали в сцинтилляционный счетчик. Импульс от сцинтилляционного счетчика использовался для запуска анализатора. Таким образом для измерения ионизационных потерь в камерах из  $\beta$ -спектра выделялись электроны с энергией 1 + 1,5 Мэв.

Все сигнальные проволочки камеры были спаяны вместе и соединены с эмиттерным повторителем. Постоянная интегрирования входной цепи составляла 3 мксек. Сигналы с желаемого числа камер складывались с помощью линейного сумматора и затем производился их амплитудный анализ.

Работоспособность камер и отсутствие электротрицательных примесей контролировались по амплитудному спектру от источника <sup>55</sup>Fe ( $\gamma$ -кванты с энергией 5,9 кэв). Для всех газов, с которыми производились измерения, ширина спектра на полувисоте составляла 20%.

Измерения ионизационных потерь проводились в линейном режиме усиления камер. Напряжение на камере, соответствующее линейной области работы, находилось по измерениям отношения амплитуд от электронов изотопа <sup>90</sup>Sr, падающих перпендикулярно и наклонно к плоскости камеры, а также по отношению амплитуд от изотопов <sup>55</sup>Fe и <sup>90</sup>Sr.



### 3. Результаты измерений

На рис.2 представлены результаты измерений ширины амплитудных спектров для следующих газов: He + 5% CO<sub>2</sub>, Ne + 5% CO<sub>2</sub>, Ar + 10% CO<sub>2</sub>, Xe + 10% CO<sub>2</sub>, CO<sub>2</sub>. По оси ординат отложено отношение ширины на полувысоте к положению максимума. По оси абсцисс — толщина газового слоя. Данные для толщины большей 9 см получены при давлении 2 атм. Результаты, полученные при давлении 1 атм, не отличаются от соответствующих результатов при давлении 2 атм. Данные для Xe и CO<sub>2</sub> получены только при давлении 1 атм.

Экспериментальные результаты содержат следующие систематические ошибки:

1. Немонохроматичность электронов приводит к разбросу средних ионизационных потерь  $\pm 1\%$ .
2. Угловое расхождение пучка, связанное с конечностью размеров коллиматора, многократным рассеянием электронов на проводочках и газе, приводит к разбросу длин пути электронов в камере. Оценки показывают, что в данном случае этот эффект пренебрежимо мал. Подтверждением этого является то, что ширины спектров во всех камерах одинаковы.

На рис.2 приведены также экспериментальные данные других авторов и результаты расчета по экстраполированной в область малых толщин теории Ландау без поправок (кривая 1) и с поправками (кривая 2) на собственное разрешение камеры и по Блунку-Лайзегангу с учетом собственного разрешения камеры (кривая 3). Параметр  $\beta^2$ , введенный Блунком-Лайзегангом, вычислялся в соответствии с работами [5,6] по формуле  $\beta^2 = q \bar{\Delta} \sum a_i z_i^{4/3} / \xi^2$ , где  $q = 20$  эв,  $\bar{\Delta}$  — средняя потеря на 1 см пути;  $a_i$  — доля электронов, принадлежащая атомам с порядковым номером  $z_i$ . Для He величина  $10 z_i^{4/3}$  заменялась на 39,5 эв — точную среднюю энергию связи электрона в атоме He.

Поправки на собственное разрешение камеры рассчитывались, исходя из ширины амплитудного спектра Fe (20% при энергии 5,9 кэв) и зависимости разрешения от поглощенной энергии в виде  $1/\sqrt{\Delta}$ . Приблизительно можно учесть собственное разрешение, увеличивая  $\beta^2$  на  $1,8 \Delta_{m.p.} / \bar{z}_0^2 \chi^2$ , где  $\Delta_{m.p.}$  — наиболее вероятная потеря энергии в эв;  $\chi$  — толщина поглотителя в см;  $\bar{z}_0$  — средний порядковый номер смеси. Относительные ширины спектров по

Блунку-Лайзегангу при  $\delta \geq 100\%$  приведены формально, т.к. часть спектра переходит в область отрицательных амплитуд.

Отметим, что теоретический расчет относится к энергии, теряемой в выделенном слое, экспериментальные результаты — к энергии, поглощенной в этом же слое. В рассматриваемый слой могут влетать  $\delta$ -электроны, образованные частицей вне его, и могут вылетать  $\delta$ -электроны, образованные в данном слое. Оценки показывают, что увеличение амплитудного разрешения за счет этого эффекта пренебрежимо мало.

Как видно, из рис.2, экспериментальные значения лежат между кривой Ландау и кривой Блунка-Лайзеганга. Отличие экспериментальных данных от расчетных особенно велико для малых толщин материала и больших  $\bar{z}_0$ . С увеличением толщины материала расчетные кривые приближаются к экспериментальным значениям.

На рис.3 показана зависимость амплитудного разрешения от среднего атомного номера газа для одной камеры толщиной 1,2 см. Такая толщина камеры наиболее часто используется в экспериментах. Кривые 1 и 2 — расчетные кривые для теории Ландау соответственно без учета и с учетом собственного разрешения. Кривые 3 и 4 — аналогичные кривые для теории с учетом поправок Блунка-Лайзеганга. Для смеси He + 5% CO<sub>2</sub> основной вклад в разрешение даёт примесь CO<sub>2</sub>. Кривые 3,4 в этой области обозначены пунктиром.

Экспериментальные значения  $\delta$  с увеличением атомного номера уменьшаются до  $\bar{z}_0 \sim 20$ , а дальше остаются неизменными. Этот эффект сам по себе является удивительным. Из этого следует, что для улучшения разрешения камер нужно использовать газы не с большим  $\bar{z}_0$ , а многоатомные. Примером этого является результат с CO<sub>2</sub>, приведенный на рис.2.

Расхождение эксперимента с теорией имеется также и в величине наиболее вероятной потери энергии. Например, в смеси Ar + 10% CO<sub>2</sub> при толщине 1,2 см невероятная амплитуда составляет 0,9 от рассчитанной по теории Ландау, что согласуется с работой [17]. Поправки Блунка-Лайзеганга только увеличивают эту разницу.



#### 4. З а к л ю ч е н и е

Для обычно используемых в пропорциональных камерах толщин газа порядка 1 см при атмосферном давлении не существует теории, описывающей флуктуации потерь энергии на ионизацию для релятивистских частиц. Экстраполяция теории Ландау, в том числе с учетом поправок Блунка-Лайзенганга, в область таких малых толщин поглотителя даёт большое отличие от эксперимента.

Результаты измерений показывают, что амплитудное разрешение пропорциональных камер, наполненных инертными газами, улучшается с увеличением атомного номера до 20 и для более тяжелых газов остается примерно постоянным. Многоатомные газы должны давать лучшее разрешение.

Хотелось бы обратить внимание теоретиков на необходимость исследования флуктуаций ионизационных потерь в очень тонких поглотителях. В настоящее время эта необходимость обусловлена широким использованием газовых приборов для регистрации частиц.

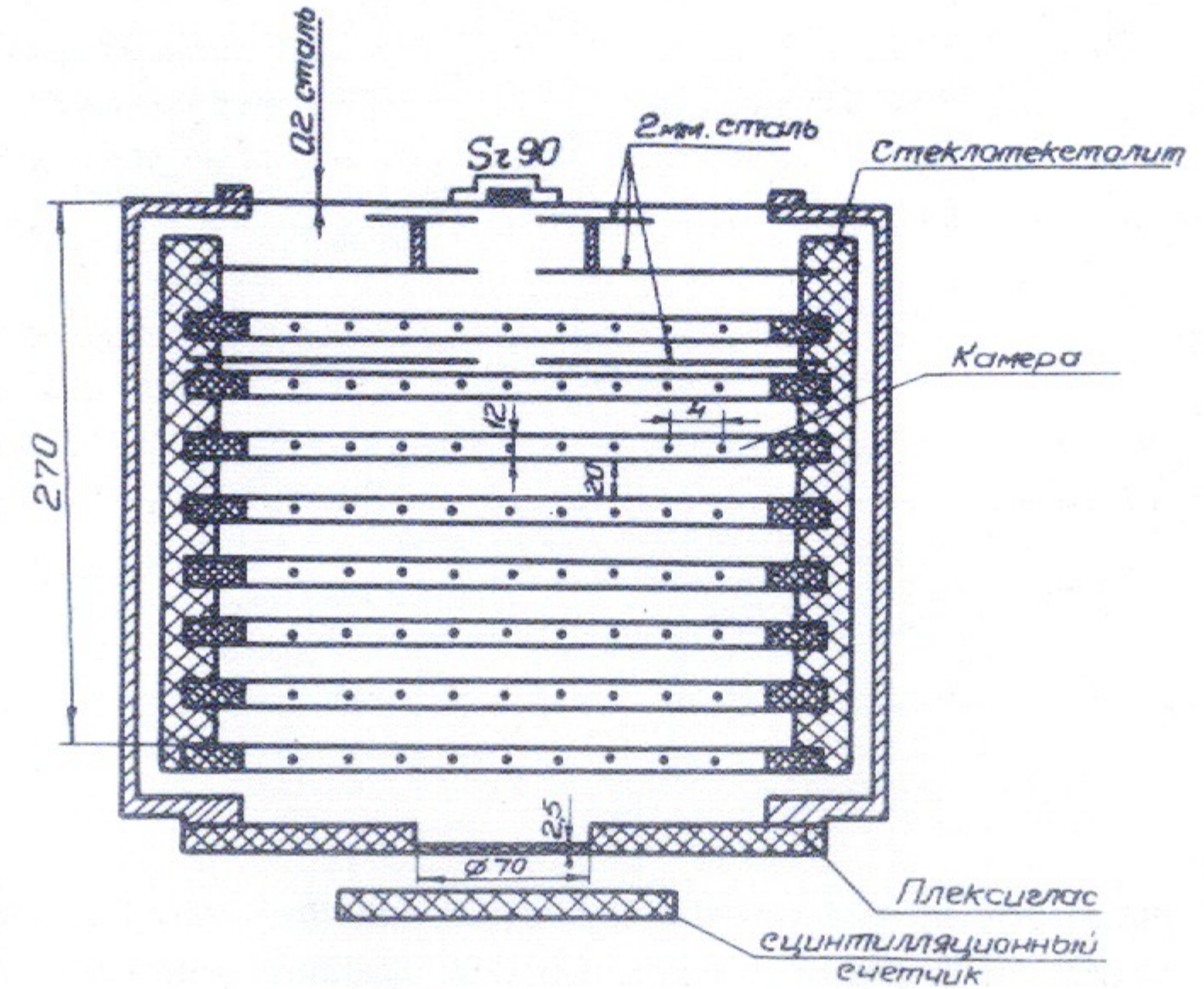


Рис. I. Схема расположения камер.



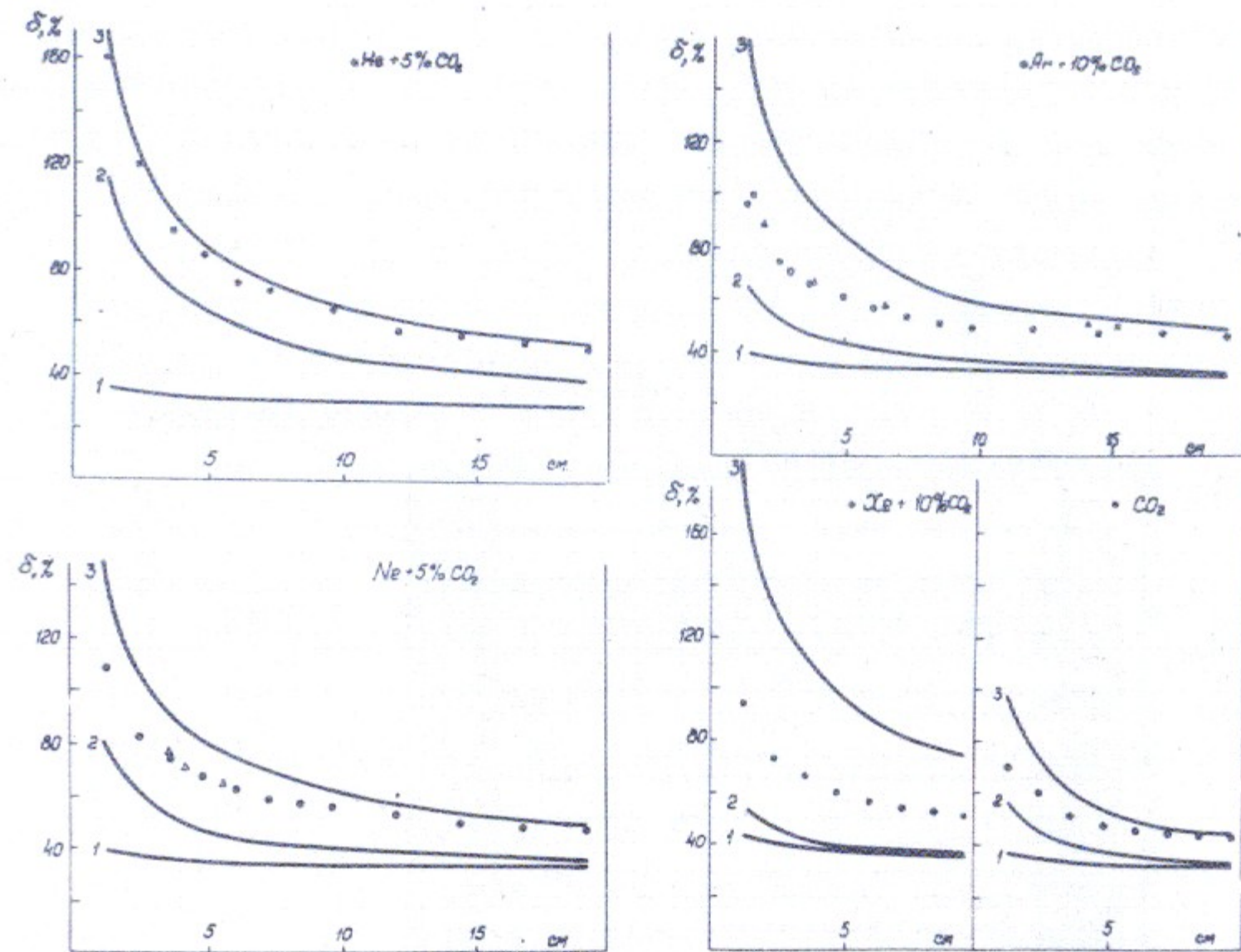


Рис.2. Амплитудное разрешение пропорциональных камер в зависимости от толщины и газа. По оси ординат отложено отношение ширины на полувысоте амплитудного распределения к наибольшей амплитуде. Экспериментальные данные:  $\Delta$  - /17/,  $\times$  - /18/,  $\circ$  - /20/,  $\bullet$  - настоящая работа. Кривые - результаты расчета по теории Ландау: 1 - без учета собственного разрешения камер; 2 - с учетом собственного разрешения; 3 - с учетом поправок Блунка-Лайзеганга и собственного разрешения.

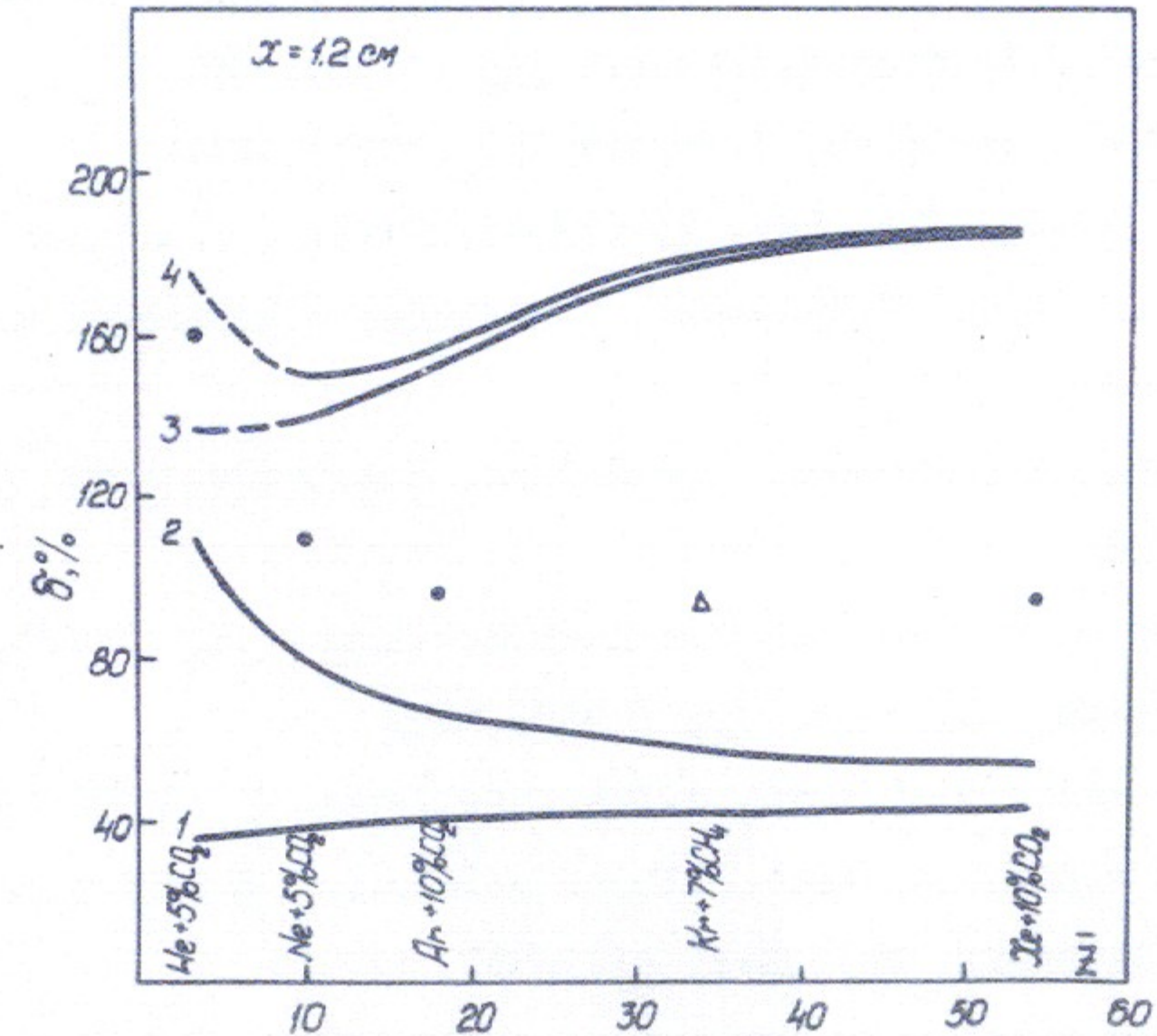


Рис.3. Амплитудное разрешение пропорциональной камеры толщиной 1,2 см в зависимости от атомного номера газа. Результаты измерений:  $\Delta$  - /17/,  $\bullet$  - настоящая работа. Кривые - расчет по теории Ландау: 1 - без учета собственного разрешения камер; 2 - с учетом собственного разрешения; 3 - с поправками Блунка-Лайзеганга; 4 - с поправками Б.Л. и учетом собственного разрешения камер.



## Л и т е р а т у р а

1. G.D. Alchazov. Nucl.Instr.and Meth, 89 (1970), 155.
2. L.Landau, J. Exp. Phys. (USSR), 8 (1944), 201.
3. П.Бавилов, ЖЭТФ 32 (1957) 920, trans.JETP 5 (1957), 749.
4. O.Blunck and S.Leisegang, Z.Physik 128 (1950), 500.
5. O.Blunck and R.Westphal, Z.Physik 130 (1951), 641.
6. L.Spencer, U.Fano, Phys.Rev, 93 (1954), 1172.
7. П.Шулек, Б.Головин, Л.Кулюкина, С.Медведь, П.Павлович. Изд. физ. 4 (1966) 564.
8. В.К.Ермилова, А.П.Котенко, Т.И.Мерзон, В.А.Чечин, ЖЭТФ, 56 (1969) 1608.
9. P.White and G. Millington, Proc.Roy.Soc.Lond. 120 (1928), 701
10. W.Paul, H.Reich, Z.Physik. 127 (1950), 429.
11. S.Kageyama and K.Nishimura, J.Phys.Soc.Japan. 7 (1952), 292.
12. S.Kageyama and K.Nishimura, J.Phys.Soc.Japan. 8 (1953), 682.
13. F.Kalil, R.Birkhoff, Phys.Rev. 91 (1953), 505.
14. E.Hungerford, R.Birkhoff, Phys.Rev. 95 (1954), 6.
15. Б.Шпинель, ЖЭТФ, 22 (1952) 421.
16. P.Rothwell, Proc.Phys.Soc.Lond. 64 (1951), 911.
17. D.West, Proc.Phys.Soc.Lond., 66 (1953), 306.
18. P.Ramana Murthy, G.Demester. Nucl.Instrum.and Meth. 56 (1967), 93.
19. Z.Dimčovski, J.Favier, G.Charpak and G.Amato. Nucl.Instrum. and Meth. 94 (1971), 151.
20. S.Parker, R.Jones, J.Kadyk, M.L.Stevenson, T.Katsura, V.Z.Peterson and D.Yount. Nucl.Instrum.and Meth. 97 (1971), 181.

---

Ответственный за выпуск С.Н.РОДИОНОВ  
Подписано к печати 17.VI-74г. МН 09317  
Усл. 0,6 печ.л., тираж 200 экз. Бесплатно.  
Заказ № 36

---

Отпечатано на ротапринте в ИФ СО АН СССР.