

С 347Г

16/111

H-705

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P - 2808



ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Б. Ничипорук, Б. Словинский, З. С. Стругальский

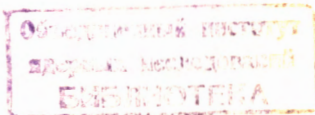
О РАДИАЦИОННОЙ ЕДИНИЦЕ  
И КРИТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ В Хе

1966

Р - 2808

Б. Ничипорук, Б. Словинский, З. С. Стругальский

О РАДИАЦИОННОЙ ЕДИНИЦЕ  
И КРИТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ В Хе



43731, мф.

Обычно радиационную единицу  $t_0$  получают расчетным путем. Результаты расчетов в зависимости от способа учета разных поправок — разные.

Радиационную единицу запишем в общем виде<sup>1/1/</sup>:

$$\frac{1}{t_0} = 4 \left( \frac{N}{A} \rho \right) \alpha r_0^2 Z(Z + \xi) [\mathcal{L}^{rad} - f(Z)], \quad (1)$$

где  $N$  — число Авогадро;  $A$  — атомный вес;  $\rho$  — плотность вещества;  $\alpha$  — постоянная тонкой структуры;  $r_0$  — классический радиус электрона;  $Z$  — атомный номер;  $\xi$  — поправка на процессы, происходящие в поле атомных электронов;  $\mathcal{L}^{rad}$  — радиационный логарифм, учитывающий эффект полного экранирования поля ядра полем атомных электронов;  $f(Z)$  — поправка на неточность борновского приближения.

При вычислениях  $t_0$  — единицы разными авторами значения величин  $\xi$ ,  $\mathcal{L}^{rad}$  и  $f(Z)$  брались различными, что приводило к расхождениям в значениях радиационной единицы до 20%. Поскольку критическую энергию, как правило, определяют как среднюю энергию, теряемую электронами на ионизацию на  $t_0$  — единице, то это, в свою очередь, приводит к расхождениям в значениях критических энергий. В такой ситуации, особенно когда точно не известен состав рабочей жидкости, желательно определить радиационную единицу экспериментальным путем. В настоящей работе для экспериментального определения  $t_0$  — единицы мы используем тот факт, что коэффициент поглощения  $\gamma$  — квантов с энергиями выше нескольких Гэв практически не зависит от энергии  $\gamma$  — квантов<sup>1/2/</sup>.

Коэффициент поглощения  $\gamma$  — квантов  $\sigma_\gamma$  вследствие образования электронно-позитронных пар в поле атомного ядра и в поле атомных электронов<sup>1,2/</sup>, при условии  $E_\gamma \gg 137 m_e c^2 Z^{-1/3}$ , имеет вид:

$$\sigma_\gamma = 4 \left( \frac{N}{A} \rho \right) \alpha r_0^2 Z(Z + \xi) \frac{7}{9} \left[ \mathcal{L}^{rad} - \frac{1}{42} - f(Z) \right]. \quad (2)$$

Сравнивая (1) и (2), получаем

$$\sigma_{\gamma} [\text{см}^{-1}] = 0,77 \cdot \frac{1}{t_0} = \frac{1}{\lambda_0} \quad (3)$$

### Экспериментальные результаты и обсуждение

На фотографиях, полученных при облучении 55-сантиметровой ксеноновой пузырьковой камеры <sup>13/</sup> пучком  $\pi^-$ -мезонов с импульсом 8 Гэв/с, отбирались  $\gamma$ -кванты, удовлетворяющие следующим критериям:

- а) направления полета  $\gamma$ -квантов не пересекают боковых стенок камеры;
- б) длина развития <sup>x/</sup> ливня, образованного  $\gamma$ -квантом, больше 16 см;
- в) минимальная потенциальная длина для конверсии  $\gamma$ -квантов равна 16 см;
- г) энергия отбираемых  $\gamma$ -квантов больше 2 Гэв.

Было просмотрено около 35000 фотографий, на которых найдено свыше 1300  $\gamma$ -квантов, удовлетворяющих перечисленным выше критериям. Энергия  $\gamma$ -квантов оценивалась по числу частиц в максимуме ливня <sup>14/</sup>. Длины конверсии (т.е. расстояние звезда-точка конверсии  $\gamma$ -кванта, создающего ливень) измерялись на микроскопе.

Дифференциальное распределение длин конверсии  $\lambda_i$  показано на рис. 1. Предполагая экспоненциальный характер распределения, мы вычислили среднюю длину конверсии  $\lambda_0$  способом, описанным в работе Альфорда и др. по формуле <sup>15/</sup>:

$$\lambda_0 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \left[ \lambda_i + \frac{L_i}{e^{L_i/\lambda_0} - 1} \right], \quad (4)$$

где  $L_i = L = 16$  см - потенциальная длина,  $n$  - число  $\gamma$ -квантов ( $n = 1293$ ). Средняя длина конверсии оказалась равной  $\lambda_0 = (5,28 \pm 0,22)$  см. Сплошная кривая на рисунке представляет экспоненту  $N_0 e^{-x/\lambda_0}$ . Нормировка производилась методом наименьших квадратов.

Полученное нами сечение поглощения  $\gamma$ -квантов в Хе равно  $\sigma_{\gamma} = (19,0 \pm 0,8)$  барнов и хорошо согласуется с рассчитанным теоретически для ксенона <sup>16/</sup>. В таблице для сравнения приведены значения  $t_0$  - единицы <sup>xx/</sup> в Хе, полученные в работах <sup>1,8,9/</sup>.

<sup>x/</sup> Под "длиной развития" мы понимаем расстояние от точки конверсии  $\gamma$ -кванта до границы эффективной области камеры.

<sup>xx/</sup> При вычислении радиационной единицы плотность Хе принималась равной  $\rho_{\text{Хе}} = 2,18 \text{ г/см}^3$  <sup>17/</sup>.

Таблица

По данным работы	$t_0$ - ед. /см/
Беленький <sup>8/</sup>	3,46
Россия <sup>8/</sup>	3,94
Довженко <sup>1/</sup>	3,90
Наш результат	4,05 $\pm$ 0,17

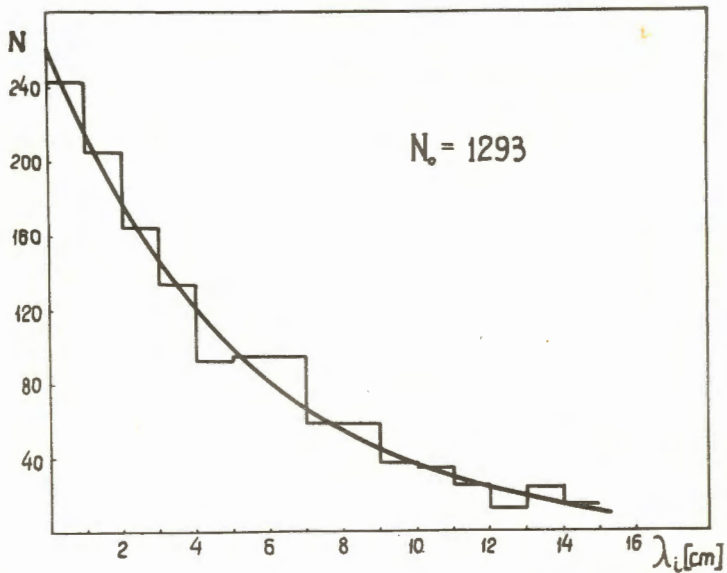
Из таблицы видно, что в пределах ошибок полученное нами значение  $t_0$  - единицы в Хе совпадает с результатами других работ <sup>1,8/</sup>.

Авторы благодарят В.Г. Гришину за ценные обсуждения и лаборантов Л.Вилитос, Л.И. Маслову, и А.Г. Чекменеву за просмотр и измерения.

### Л и т е р а т у р а

1. О.И. Довженко, А.А. Поманский. Труды ФИАН СССР, **28**, 166 (1964).
2. H.Davies, H.A.Bethe and L.S.Maximon. Phys.Rev., **93**, N 4, 788 (1954).
3. 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 Internat. Conf. on High-En. Accel. and Instrum. CERN, 1959, p.508.
4. Б. Нячипорук, З.С. Стругальский. Препринт ОИЯИ, Р-1989, Дубна, 1965.
5. W.L.Alford and R.V.Leighton, Phys.Rev., **90**, N 4, 622 (1953).
6. Я. Бэм, В.Г. Гришина. Препринт ОИЯИ, Р-2636, Дубна, 1966.
7. Г.М. Сташков. Диссертация ОИЯИ, Дубна, 1965.
8. С.З. Беленький. Лавинные процессы в космических лучах. ОГИЗ, Москва-Ленинград 1948.
9. Б. Россия. Частицы больших энергий. Москва, 1955.

Рукопись поступила в издательский отдел  
28 июня 1966 г.



Дифференциальное распределение для конверсии  $\gamma$ -квантов  $\lambda_i$  в Хе.