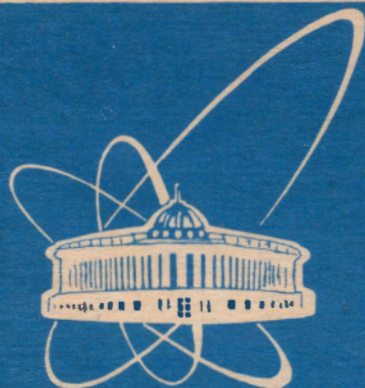


95-58



ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Д13-95-58

И.Р.Бойко, В.И.Додонов, М.А.Игнатенко,  
М.Ю.Николенко, Г.А.Шелков

ВИБРАЦИЯ СИГНАЛЬНЫХ НИТЕЙ  
ПРОВОЛОЧНЫХ ДЕТЕКТОРОВ  
ПОД ДЕЙСТВИЕМ ОБЛУЧЕНИЯ

Направлено в Оргкомитет Венской конференции  
по проволочным детекторам, февраль, 1995 г., Вена, Австрия

1995

## 1 Введение

Улучшение координатного разрешения проволочных детекторов невозможно без понимания основных механизмов, ограничивающих их внутреннюю точность. К ним относятся флуктуации ионизационных потерь энергии в рабочем объеме детектора, диффузия кластеров ионизации в процессе их дрейфа к сигнальной проволочке, а также флуктуации газового усиления в процессе образования электронной лавины около проволочки [1, 2]. В данной же работе описывается эффект, который в некоторых случаях также может ограничивать координатное разрешение.

До сих пор считалось, что если сигнальные нити проволочных детекторов находятся в электростатическом равновесии, то они неподвижны. Мы же столкнулись с явлением вибрации сигнальной нити в дрейфовых трубках под действием облучения. Колебания нити возникали при поднесении к трубке радиоактивного источника и прекращались при удалении его. Амплитуда колебаний зависела как от интенсивности облучения, так и от приложенного к трубке напряжения. При этом детектор работал без каких-либо заметных изменений в его рабочих параметрах.

С вибрацией сигнальных нитей уже сталкивались при строительстве больших пропорциональных камер, когда свободная длина сигнальных нитей превосходила предел электростатической стабильности [3]. Этот тип вибрации сопровождается значительным уровнем шумов, относительно большим током в цепи источника высокого напряжения [4, 5] и не зависит от присутствия источника внешней радиации.

Наблюдавшийся нами эффект происходил в дрейфовой трубке, в которой условие электростатической стабильности сигнальной нити было заведомо выполнено. Как показали расчеты, изменение силы электростатического взаимодействия сигнальной проволочки с катодом в процессе регистрации ионизирующих частиц также не может привести к возникновению колебаний заметной амплитуды. Более того, в этом случае размах колебаний не должен зависеть от места облучения трубки, в то время как мы наблюдали эту зависимость.

В основе рассматриваемого явления лежит взаимное отталкивание положительно заряженной сигнальной нити и облаков ионов, оставшихся после нейтрализации электронной части лавин на проволочке. Однако величина силы, вызванная взаимным отталкиванием проволочки и заряда лавины от отдельной частицы, порядка  $10^{-9}$ – $10^{-8}$  Н и недостаточна для возбуждения заметных колебаний нити, натянутой с силой 0,5–5 Н. Поэтому наиболее вероятной причиной вибрации сигнальной проволочки являются флуктуации сил отталкивания, вызванные регистрацией многих частиц. Пример того, что эффекты, вызванные флуктуациями незначительных по величине сил, могут быть наблюдаемы, является броуновское движение капсльки масла под действием флуктуаций давления окружающей ее жидкости, хотя само давление есть результат ударов крошечных молекул жидкости о поверхность капли.

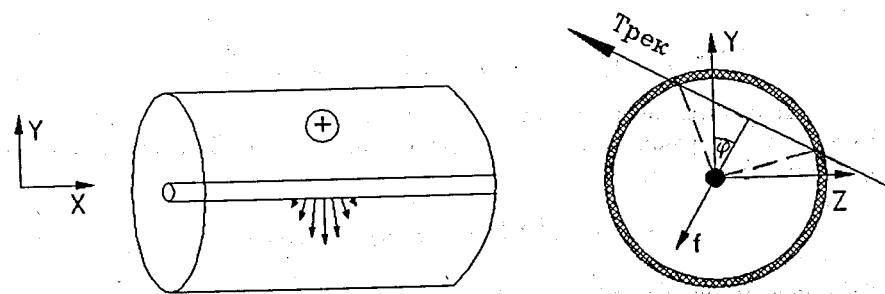


Рис. 1. Схематическое изображение дрейфовой трубки

## 2 Физическая модель явления

Рассмотрим цилиндрическую трубку радиусом  $R$ , длиной  $L$ , с натянутой внутри с силой  $T$  проволочкой, радиусом  $r$  и линейной плотностью  $\rho$  (см. рис.1). Пусть  $y(x, t)$  — проекция формы нити на выбранное направление. Тогда в приближении малых отклонений  $((dy/dx)^2 \ll 1)$  колебания нити под действием возмущающих сил будут описываться следующим уравнением:

$$\rho \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} + \gamma_0 \frac{\partial y}{\partial x} - T \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} - \kappa y = -g\rho + f(x, t),$$

где  $\gamma_0$  — коэффициент силы трения ( $F_{\text{тр}} = \gamma_0 \frac{dy}{dt}$ ), действующей на единицу длины нити со стороны газа,  $\kappa = \frac{2\pi\epsilon_0 V^2}{(R \ln \frac{R}{r})^2}$  — коэффициент электростатической силы ( $F_{\text{эл}} = \kappa y$ ),  $V$  — напряжение на трубке,  $\epsilon_0$  — диэлектрическая проницаемость вакуума.  $f(x, t)$  — линейная плотность внешней возмущающей силы, которая представляет собой случайную силу, создаваемую хаотическими толчками от сгустков положительных ионов. Силой, действующей на нить со стороны электронов, можно пренебречь.

Наибольшая линейная плотность сил, действующих на нить со стороны отдельного иона, сосредоточена в области  $|x| \sim R$ , которая существенно меньше пространственного периода первых гармоник колебаний нити:  $R \ll L$ . Поэтому можно заменить реальное распределение действующих на проволочку сил равнодействующей этих сил, приложенной в одной точке:

$$f_j \geq F_j \delta(x), \quad \text{где } F_j = \int f_j dx = \frac{q_j V}{y_j \ln(\frac{R}{r})},$$

где  $y_j$  — расстояние от нити до иона, несущего заряд  $q_j$ .

Другое приближение модели основывается на том, что в детекторах обычных размеров максимальное время дрейфа ионов ( $t_{\text{макс}} < 1$  мс) гораздо меньше периода первых гармоник собственных колебаний нити ( $> 20$  мс). Поэтому реалистично рассматривать действие силы отталкивания как мгновенный удар

по нити:

$$F_j = P_j \delta(t), \quad P_j = \int F_j dt = \frac{q_j}{\mu} \int v dt \approx \frac{q_j R}{\mu}, \quad (1)$$

где  $\mu$  – подвижность положительных ионов.

Тогда результирующую силу всех ионов в  $i$ -м событии можно записать в следующем виде:

$$f_i(x, t) = \sqrt{K} \frac{Q_i R}{\mu} \delta(t - t_i) \delta(x - x_i) \cos \phi_i,$$

где  $Q_i$  – полный заряд в событии,  $\phi_i$  – угол между осью  $y$  и перпендикуляром к траектории частицы в детекторе (см. рис.1),  $t_i$ ,  $x_i$  – соответственно время и координата события.  $K$  – коэффициент пропорциональности между "действующим" средним квадратом заряда и измеряемым средним квадратом заряда:

$$K = \frac{[\sum_j q_j \cos(\phi_j - \bar{\phi})]^2}{[\sum_j q_j]^2}.$$

Его величина зависит от степени окружения облаком положительных ионов проволоочки.  $K$  может принимать значения от 0, при равномерном окружении нити ионами, до 1, когда ионы сосредоточены локально с одной стороны нити. Для пропорциональных сигналов степень окружения зависит от величины газового усиления, от диаметра проволоочки, а также от состава газовой смеси [6]. Полное окружение ионами нити реализуется только при больших значениях коэффициента газового усиления и тонкой нити. В остальных же случаях лавина располагается вокруг нити асимметрично. Оценить величину коэффициента  $K$  можно предположив, что положительные ионы возвращаются по траекториям дрейфа электронов первичной ионизации. При усреднении по всем возможным траекториям частиц необходимо проводить вычисления для среднего квадрата заряда, так как именно он входит в окончательные выражения для амплитуды колебаний:

$$K \approx \int_0^1 \left[ \int_0^{\sqrt{1-y^2}} \frac{y dx}{\sqrt{x^2+y^2}} \right]^2 dy \Big/ \int_0^1 \left[ \int_0^{\sqrt{1-y^2}} dx \right]^2 dy = G - \frac{1}{2} \approx 0.416,$$

$$\text{где } G = \sum_{k=0}^{+\infty} \frac{(-1)^k}{(2k+1)^2} \approx 0.916 \text{ – постоянная Каталана.}$$

Окончательно выражение для линейной плотности возмущающей силы имеет следующий вид:

$$f(x, t) = \sqrt{K} (R/\mu) \sum_i Q_i \cos \phi_i \delta(t - t_i) \delta(x - x_i).$$

При симметричном облучении нити  $\overline{\cos \phi} = 0$ , поэтому и среднее значение силы  $\overline{f(x, t)} = 0$ . Однако автокорреляционная функция возмущающей силы

отлична от нуля:

$$\overline{\delta f(x_1, t_1) \delta f(x_2, t_2)} = K K_1 \frac{\overline{Q^2} R^2}{\mu^2} j(x_1) \delta(x_2 - x_1) \delta(t_2 - t_1), \quad (2)$$

где  $j(x)$  – загрузка на единицу длины, а коэффициент  $K_1 = \overline{\cos^2 \phi}$  зависит от углового распределения детектируемых частиц и принимает значения 1/2 для равномерного по углу распределения и 1 для частиц, пересекающих плоскость наблюдения в основном перпендикулярно.

Нас интересует отклонение проволоочки от своего среднего положения  $U = \delta y = y - \bar{y}$ . Вычитая из уравнения для  $y(x, t)$  уравнение для стационарной формы проволоочки  $\bar{y}(x)$ , получим:

$$\rho \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} + \gamma_0 \frac{\partial U}{\partial t} - T \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} - \kappa U = \delta f(x, t); \quad U(0, t) = U(L, t) = 0.$$

Решение этой задачи методом Фурье

$$U(x, t) = \frac{2}{\rho L} \sum_{n=1}^{+\infty} X_n(x) \int_0^L X_n(x_1) [T_n(t) * \delta f(x_1, t)] dx_1$$

где  $X_n(x) = \sin(\frac{\pi n x}{L})$ ,  $T_n(t) = \frac{q(t)}{w_n} e^{-\gamma t} \sin(w_n t)$ ,  $w_n^2 = \omega_{0n}^2 - \gamma^2 = \frac{T}{\rho} (\frac{\pi n}{L})^2 - \frac{\kappa}{\rho} - \gamma^2$ ,  $\gamma = \gamma_0 / (2\rho)$  – логарифмический декремент затухания. Тогда средний по длине квадрат отклонения

$$\frac{1}{L} \int_0^L U^2(x, t) dx = \frac{2}{\rho^2 L^2} \sum_{n=1}^{+\infty} \int_0^L \int_0^L X_n(x_1) X_n(x_2) [T_n(t) * \delta f(x_1, t)] [T_n(t) * \delta f(x_2, t)] dx_1 dx_2.$$

Учитывая, что  $f(x, t)$  является стационарным случайным процессом, то есть  $\overline{\delta f(x_1, t_1) \delta f(x_2, t_2)}$  зависит только от  $\tau = t_2 - t_1$ , для среднего по времени квадрата отклонения получим

$$\frac{1}{L} \int_0^L \overline{U^2(x, t)} dx = \frac{1}{\rho^2 L^2 \gamma} \sum_{n=1}^{+\infty} \frac{1}{\omega_{0n}^2} \int_0^L \int_0^L X_n(x_1) X_n(x_2) \times \\ \times \int_0^{+\infty} e^{-\gamma \tau} \left[ \cos(w_n \tau) + \frac{\gamma}{w_n} \sin(w_n \tau) \right] \overline{\delta f(x_1, t) \delta f(x_2, t + \tau)} d\tau dx_1 dx_2.$$

Подставляя в данное решение (2), получаем

$$\frac{1}{L} \int_0^L \overline{U^2(x, t)} dx = \frac{K K_1}{2 \rho^2 L^2 \gamma} \frac{\overline{Q^2} R^2}{\mu^2} \sum_{n=1}^{+\infty} \frac{1}{\omega_{0n}^2} \int_0^L j(x) X_n^2(x) dx.$$

Вычислим

$$Z = \sum_{n=1}^{+\infty} \frac{X_n^2(x)}{\omega_{0n}^2} = \frac{\rho L^2}{T\pi^2} \sum_{k=1}^{+\infty} \frac{\sin^2(kt)}{k^2 - a^2} = \frac{\rho L^2}{T\pi^2} \frac{\pi}{4a} [\cot a\pi(\cos 2at - 1) + \sin 2at],$$

где  $a^2 = (\kappa L^2)/(\pi^2 T)$ ,  $t = \pi x/L$ . При выполнении условия электростатической стабильности нити  $a^2 \ll 1$ , когда влияние электрического поля на частоты гармоник незначительно, получим

$$\int_0^L j(x)Z(x)dx \approx \frac{\nu \rho L^2}{12T} K_2,$$

где  $\nu$  — полная загрузка детектора. При равномерном облучении трубки  $K_2 \approx 1 + \frac{\pi^2 a^2}{15}$ . Если же поток частиц локализован на расстоянии  $s$  от центра трубки, то  $K_2 \approx H(s) [1 + \frac{\pi^2 a^2}{18} H(s)]$ , где  $H(s) = \frac{3}{2} [1 - (\frac{2s}{L})^2]$ .

Окончательное выражение для среднеквадратичного отклонения нити имеет следующий вид:

$$\langle U \rangle = \frac{\langle Q \rangle R}{\mu} \sqrt{\frac{K K_1 K_2 \nu}{24 T \rho \gamma}}. \quad (3)$$

Таким образом, средняя амплитуда вибрации нити под действием облучения зависит от величины газовой усиления и загрузки детектора. Масштаб же колебаний определяется газовой смесью и параметрами детектора. Если максимальное время дрейфа ионов меньше периода колебаний первой гармоники, конкретная конфигурация электрического поля не влияет на величину вибрации. В этом случае амплитуда колебаний зависит только от полного пути дрейфа положительных ионов, и полученную формулу можно применять для детекторов с любой конфигурацией поля. Следует отметить, что размах колебаний прямо не связан ни с длиной, ни с диаметром проволоки, а зависит только от натяжения и плотности нити.

На рис.2 приведены результаты вычислений средней амплитуды вибрации сигнальных нитей в дрейфовых трубках радиусом 1 см в зависимости от величины загрузки для различных значений среднего заряда в событии. Верхние границы коридоров для фиксированного среднего заряда соответствуют натяжению 50 г, а нижние — 500 г. В расчетах величина подвижности положительных ионов была взята  $1,7 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ , что соответствует подвижности, например, ионов  $\text{CO}_2$  или изобутана в  $\text{Ar}$  при давлении 1 атм. Произведение линейной плотности проволоки на логарифмический декремент затухания было принято  $3,5 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1} \cdot \text{кг} \cdot \text{м}^{-1}$ .

Расчеты показывают, что вибрация нити может стать определяющим фактором для координатного разрешения детекторов, работающих в ограниченном стримерном режиме при загрузках  $\geq 10^5$  частиц/с на нить. В случае пропорционального режима вклад в координатное разрешение вибрации незначителен, и только в некоторых случаях (повышенное давление, газ с малой

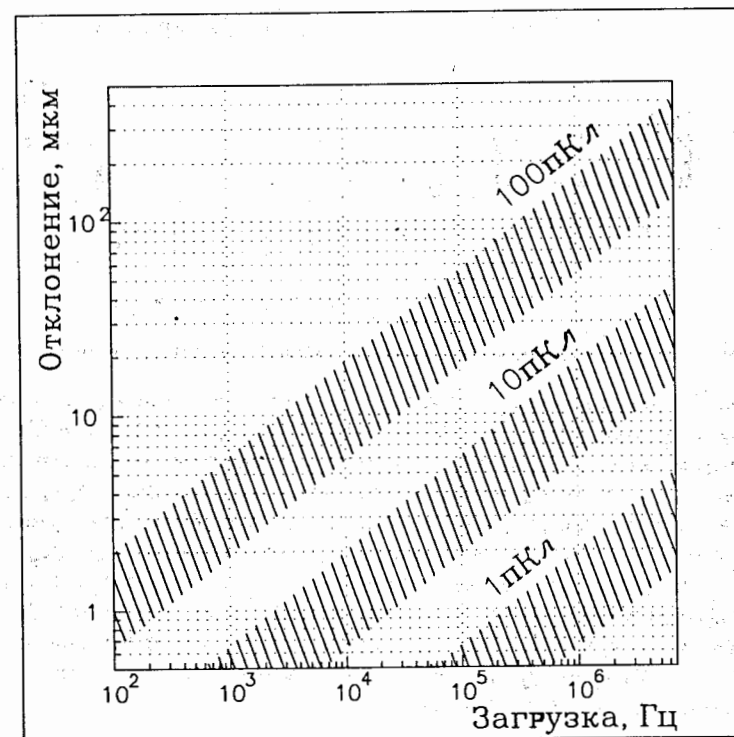


Рис. 2. Ожидаемая средняя амплитуда вибрации в зависимости от полной загрузки детектора

подвижностью ионов, тонкая проволока) эта величина может достигать 20–30 мкм.

### 3 Методика измерений

Проверка предсказаний модели проводилась на лабораторной установке, схема которой приведена на рис.3. Использовалась цилиндрическая трубка из нержавеющей стали длиной 2,7 м и внешним диаметром 3 см. Посередине своей длины трубка имела два небольших прозрачных окна. Через одно окно нить освещалась, а через другое можно было наблюдать за отклонением нити с помощью микроскопа. Визуальное наблюдение за нитью позволяло оценить среднюю амплитуду колебаний в пределах от 5 мкм до половины диаметра проволоки. Колебания большей амплитуды приводили к тому, что проволока становилась невидимой. Измерения проводились с вольфрамовой проволокой

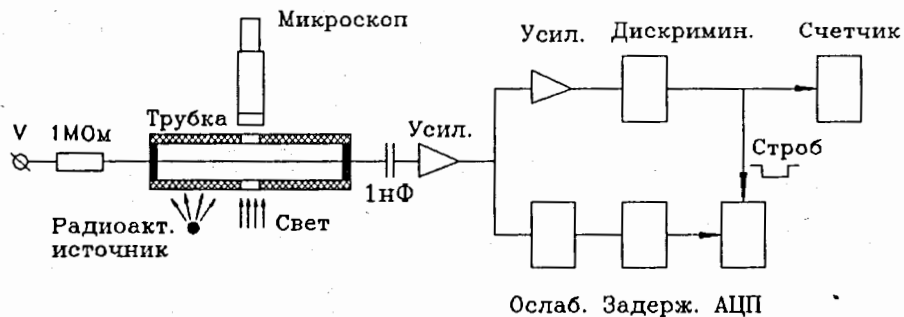


Рис. 3. Схема аппаратуры для изучения вибрации проволоочки

диаметром 70 мкм, натянутой с силой 100 и 300 г, а также с проволочкой из бериллиевой бронзы диаметром 80 мкм при натяжении 100, 230 и 250 г.

В большинстве измерений трубка облучалась от  $\beta$ -источника Ru-106 недалеко от своего центра. Использовалась газовая смесь  $Ar+15\%CO_2+2.5\%iC_4H_{10}$ .

Сигнал с нити подавался на предусилитель с коэффициентом усиления по току 70. Усиленный сигнал разветвлялся: половина сигнала поступала на вход зарядового цифрового преобразователя (АЦП, "LeCroy 2249A"), а другая половина подавалась на второй усилитель с коэффициентом усиления 25. Порог срабатывания дискриминатора составлял 3 мкА, что соответствовало минимальному детектируемому заряду в событии около 0,5 пКл. Длительность сигнала записи в АЦП была 500 нс.

#### 4 Результаты измерений

В процессе экспериментальной проверки предсказаний модели исследовалось влияние основных параметров, входящих в формулу (3), на величину амплитуды колебаний. Не контролировались только два параметра – логарифмический декремент затухания колебаний и коэффициент  $K$ , зависящий от степени окружения ионами проволоочки.

На рис.4 приведены результаты измерений средней амплитуды колебаний в центре трубки в зависимости от координаты положения радиоактивного источника. Напряжение на трубке было 4,5 кВ, а давление газовой смеси – 3 атм. Видно, что амплитуда колебаний зависит от места локального облучения детектора. Непрерывной кривой на рисунке показан результат фитирования зависимостью вида  $C\sqrt{1 - |2s/L|}$ , которая предсказывается моделью. Измеренная зависимость средней амплитуды колебаний от загрузки детектора приведена на рис.5. Амплитуда растет при повышении загрузки, причем фитирование полученных результатов зависимостью вида  $C_1\nu^{C_2}$  дало показатель степени  $0,74 \pm 0,25$ .

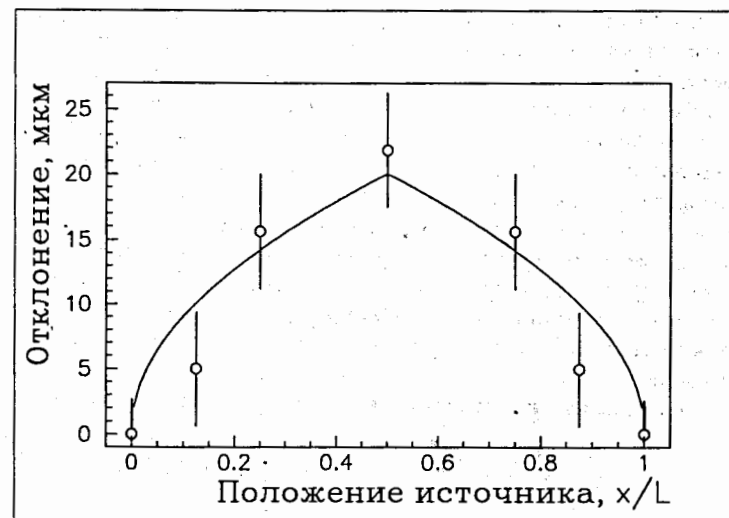


Рис. 4. Амплитуда вибрации в центре трубки в зависимости от положения радиоактивного источника

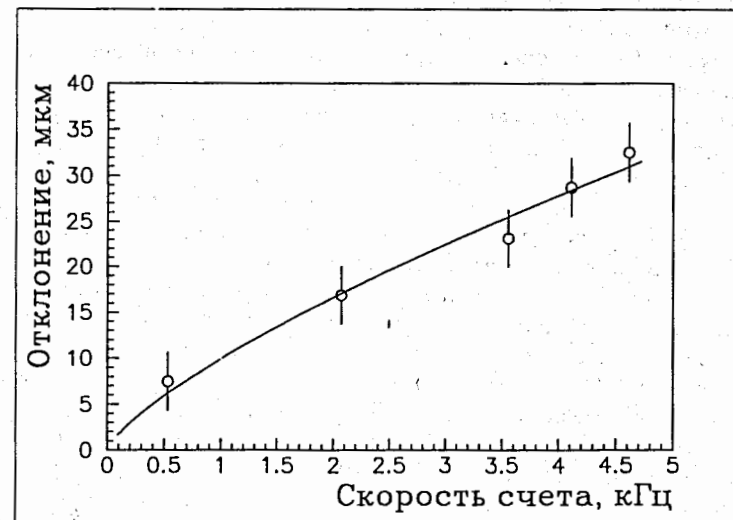


Рис. 5. Амплитуда вибрации в зависимости от скорости счета детектора

Приведенные результаты не противоречат предсказаниям модели, однако большие ошибки измерений амплитуды колебаний не позволяют сделать более точные выводы. В то же время путем варьирования загрузки или напряжения на трубке можно воспроизвести некоторую наблюдавшуюся ранее амплитуду колебаний с точностью, превышающей точность ее измерения. Поэтому для более детальной проверки модели использовалась следующая процедура измерений: при фиксированной загрузке детектора напряжение на трубке устанавливалось таким, что средняя амплитуда колебаний составляла 10 мкм, и измерялся амплитудный спектр сигналов. Среднеквадратичный заряд в событии находился путем обработки полученного спектра. Величина напряжения на трубке соответствовала обычно режиму работы, в котором присутствуют как пропорциональные, так и ограниченные стримерные разряды. При нахождении среднеквадратичного заряда значения зарядов пропорциональных сигналов поправлялись на недостаточную длительность стробирующего сигнала:

$$\frac{Q}{Q_{tot}} = \frac{\ln(1 + t/t_0)}{2\ln(R/r)}, \quad t_0 = r^2 \ln(R/r) / 2\mu V_0.$$

Измерения проводились при различных загрузках и давлениях газовой смеси.

На рис. 6 показаны значения среднеквадратичного заряда в событии в зависимости от интенсивности облучения для 80-мкм проволоки из бериллиевой бронзы, натянутой с силой 250 г. Полученные данные фитировались ожидаемой зависимостью  $Q = C/\sqrt{v}$ . В пределах ошибок измерений данные хорошо фитируются этой зависимостью. Найденные в результате фитирования значения коэффициентов  $C$  приведены на рис. 7 в зависимости от давления газовой смеси. Коэффициент  $C$  прямо пропорционален подвижности ионов, которая, в свою очередь, обратно пропорциональна давлению. Поэтому полученные значения коэффициентов  $C$  фитировались зависимостью  $1/P$ . Видно, что амплитуда колебаний обратно пропорциональна давлению газовой смеси. В результате фитирования найдено значение произведения логарифмического коэффициента затухания колебаний и линейной плотности нити.

В том случае, если затухание определяется, главным образом, силой трения в газе, основной параметр, от которого зависит произведение  $\gamma\rho$ , — это динамическая вязкость газа. Мы провели измерения декремента затухания проволок в воздухе в диапазоне амплитуд колебаний от 5 до 0,5 мм. Использовались проволоки той же длины, что и в трубке. В пределах ошибок измерений результаты не зависели от материала и силы натяжения проволок. На рис. 8 приведена полученная зависимость  $\gamma\rho$  от амплитуды колебаний в воздухе. На том же рисунке показано найденное в результате фитирования экспериментальных данных по вибрации нити значение  $\gamma\rho$ . Экстраполяция в область амплитуд масштаба 20 мкм дает величину  $\gamma\rho$  для воздуха  $\sim 3 \cdot 10^{-5} \frac{\text{кг}}{\text{см}}$ , что по порядку величины совпадает с измеренным значением. Необходимо заметить, что динамическая вязкость  $A\eta$  приблизительно на 20% меньше, чем вязкость воздуха, поэтому значения  $\gamma\rho$  для использовавшейся газовой смеси

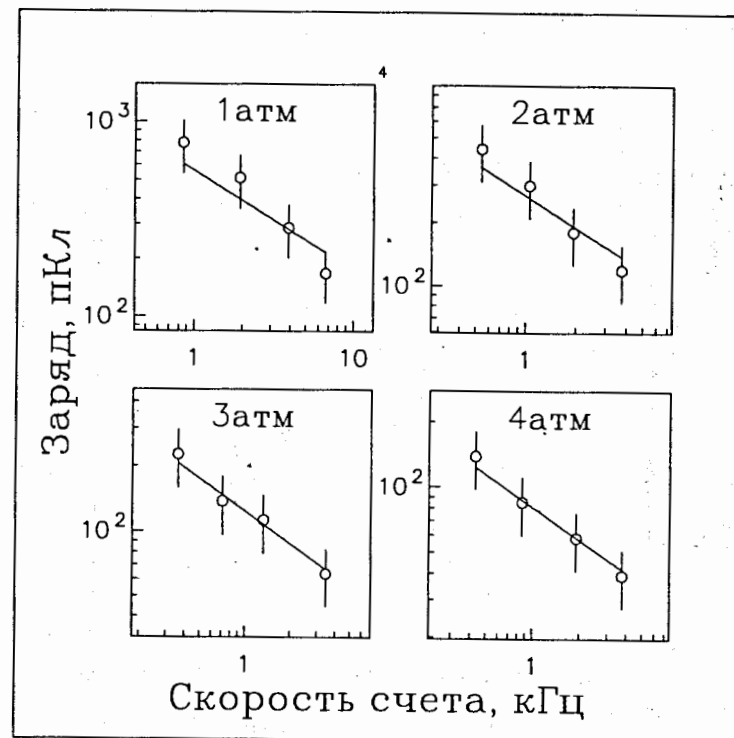


Рис. 6. Средний заряд в событии в зависимости от скорости счета трубки при различных давлениях газа

должно быть несколько больше, чем для воздуха.

Результаты аналогичных измерений для проволоки из бериллиевой бронзы, натянутой с силой 100 и 230 г, и с вольфрамовой проволокой при натяжении 100 и 300 г показывают, что материал и длина проволоки не влияют на амплитуду колебаний. Полученные в результате фитирования значения  $\gamma\rho$  совпадают в пределах ошибок измерений.

## 5 Заключение

Описан и объяснен эффект вибрации сигнальных нитей в проволочных детекторах под действием облучения. Вибрация возникает в результате флуктуаций сил отталкивания между проволокой, находящейся под положительным потенциалом, и ступков ионов, образующихся в процессе газового уси-

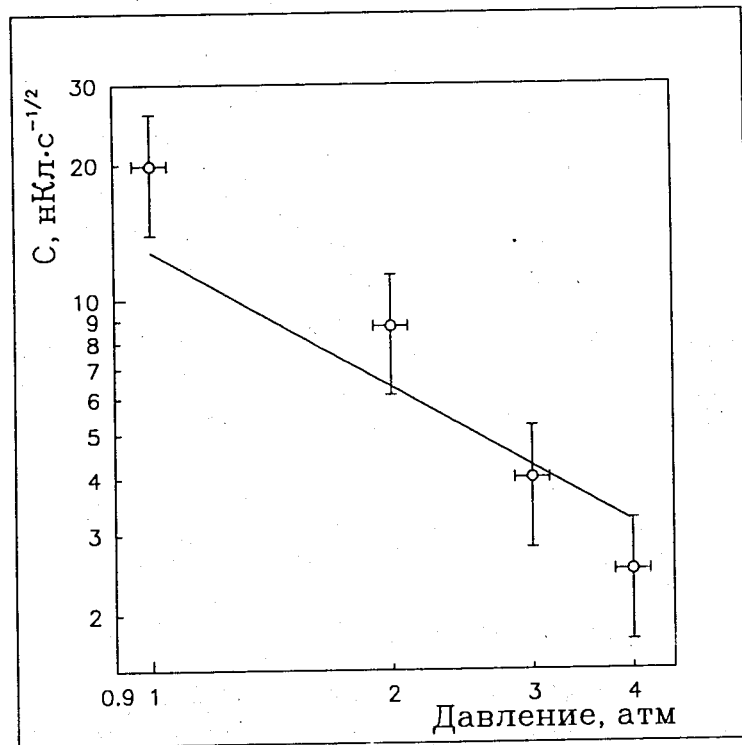


Рис. 7. Зависимость величины  $Q\sqrt{v}$  при фиксированной амплитуде вибрации 10 мкм от давления газа

ления первичной ионизации детектируемых частиц. Получена формула, позволяющая рассчитать масштаб явления в различных проволочных детекторах. Основные закономерности, предсказываемые предложенной моделью, подтверждаются результатами измерений.

Полученная формула позволяет точно рассчитать среднюю амплитуду колебаний при условии, что будут экспериментально найдены или оценены два параметра модели: логарифмический коэффициент затухания колебаний нити и коэффициент, связанный со степенью окружения положительными ионами проволочки. Если логарифмический коэффициент затухания колебаний является константой для данной газовой смеси, то степень окружения ионами проволочки зависит от многих параметров и меняется при изменении коэффициента газового усиления.

Оценки показывают, что вибрация сигнальных нитей может в некоторых

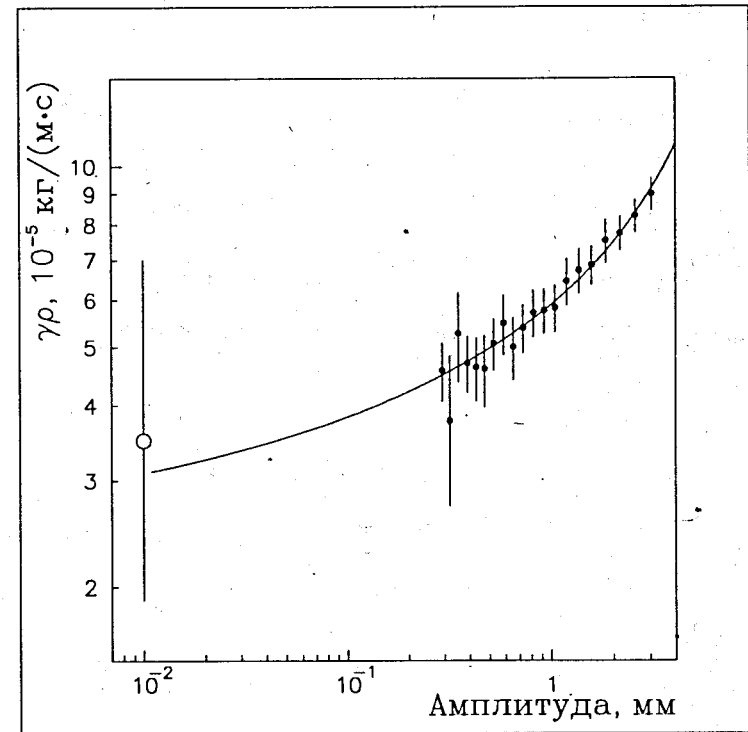


Рис. 8. Величина  $\gamma\rho$  в зависимости от амплитуды вибрации в воздухе. Незаштрихованным кружком показана величина, полученная из данных по вибрации в трубке

случаях стать определяющим фактором, ограничивающим пространственное разрешение проволочных детекторов, особенно при работе детектора в режиме ограниченного стримерного разряда. При работе в пропорциональном режиме амплитуда колебаний может достигать 20–30 мкм только при больших нагрузках детектора и в случае определенных условий (повышенное давление, газ с малой подвижностью ионов, тонкая проволочка).

Тот факт, что вибрация нитей оставалась незамеченной до сих пор, объясняется, по-видимому, небольшой величиной амплитуды колебаний в экспериментах, в которых получены наилучшие координатные разрешения.

## Список литературы

- [1] F.Sauli, CERN Report 77-09 (1977)
- [2] G.Charpak, F.Sauli, Annual Review of Nuclear Science, v.34 (1984).
- [3] T.Trippe, CERN NP Internal Report 69-18(1969)
- [4] G.Charpak et al., Nucl.Instr. and Meth., v.97 (1971) p.377.
- [5] D.C.Cheng et al., in proceed. 1973 International Conference on Instrumentation for High Energy Physics, Frascati, Italy, may 8-12 (1973) p.268.
- [6] H.Okuno et al., IEEE Trans. Nucl. Scin. NS-26 (1979) p.160.

Бойко И.Р. и др.  
Вибрация сигнальных нитей проволочных детекторов  
под действием облучения

Д13-95-58

Обнаружено и объяснено явление вибрации сигнальных нитей проволочных детекторов под действием облучения. В основе явления лежит взаимное отталкивание сигнальной проволочки и облака положительных ионов, остающихся после нейтрализации электронной части лавины, образующейся в процессе газового усиления. Вибрация заметной амплитуды может возникать как результат флуктуаций действующих на проволочку сил отталкивания со стороны многих сгустков ионов. Получена формула, позволяющая оценить величину колебаний проволочек для всех типов проволочных детекторов. Колебания сигнальных нитей могут играть заметную роль в координатной точности детектора при работе в режиме ограниченного стримерного разряда при нагрузках более  $10^5$  частиц/с на нить. В пропорциональном режиме средняя амплитуда колебаний может достигать величины 20—30 мкм при определенных параметрах детектора и нагрузках внешнего облучения больших  $10^5$ . Проведенные экспериментальные исследования показали, что предложенная модель правильно описывает основные закономерности явления.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 1995

Перевод авторов

Boyko I.R. et al.  
Vibration of Signal Wires in Wire Detectors under Irradiation

D13-95-58

Radiation-induced vibration of signal wires in wire detectors is found and explained. The phenomenon is based on repulsion of a signal wire with a positive potential and a cloud of positive ions that remains after neutralization of the electron part of the avalanche formed in the course of gas amplification. Vibration with a noticeable amplitude may arise from fluctuations of repulsive forces, which act on the wire and whose sources are numerous ion clusters. A formula is obtained which allows wire oscillations to be estimated for all types of wire detectors. Calculation shows that oscillations of signal wires can be substantial for the coordinate accuracy of a detector working in the limited streamer mode at fluxes over  $10^5$  particles per second per wire. In the proportional mode an average oscillation amplitude can be as large as 20—30  $\mu\text{m}$  at some detector parameters and external radiation fluxes over  $10^5$ . The experimental investigations show that the proposed model well describes the main features of the phenomenon.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 1995