

ՀԱՄԱՐ ԳԱ
Տեղեկագիր

ՖԻԶՄԱԿԱ
ФИЗИКА

1989

Журнал выходит на русском языке 6 раз в год
Издается с января 1966 г.

ԽՐԱԳՐԱԿԱՆ ԿՈՒԵՔԻՍ

Ա. Յ. Ամատունի, Վ. Մ. Հաղորդունյան (պատասխանատու խմբագրի տեղակալ), Հ. Հ. Վաղդապետյան, Գ. Մ. Վարդյան (պատասխանատու խմբագիր), Ռ. Մ. Մարտիրոսյան, Ա. Ռ. Մկրտչյան, Մ. Ն. Մովսիսյան, Է. Գ. Շաքոյան (պատասխանատու խմբագրի տեղակալ), Գ. Ս. Սահակյան, Ա. Գ. Մխիթարյան (պատասխանատու քարտուղար)

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

А. Ц. Амагунци, В. М. Арутюнян (заместитель ответственного редактора), Г. А. Вартапетян, Г. М. Гарибян (ответственный редактор), Р. М. Мартиросян, А. Р. Мкртчян, М. Е. Мовсисян, Г. С. Саакян, Э. Г. Шароян (заместитель ответственного редактора), А. Г. Мхитарян (ответственный секретарь)

УДК 538.56;539.12

АНАЛИЗ ПЕРВЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РАБОТ ПО РЕНТГЕНОВСКОМУ ПЕРЕХОДНОМУ ИЗЛУЧЕНИЮ

I часть

М. П. ЛОРИКЯН

Кафедра физики Ереванского зооветеринарного института

Р. А. САРДАРЯН, К. К. ШИХЛЯРОВ

Ереванский физический институт

(Поступила в редакцию 6 января 1988 г.)

Представлен обзор экспериментальных работ по рентгеновскому переходному излучению. Произведен научный анализ результатов обсуждаемых работ. Обзор состоит из трех частей. В данном номере журнала представлена первая часть, остальные части будут публиковаться в последующих номерах этого журнала.

В 1946 г. Гинзбург и Франк [1] предсказали явление переходного излучения, положившее начало новому направлению в электродинамике заряженных частиц. Однако, как было отмечено в этой работе и, еще более определенно, в Нобелевской лекции Франка [2], переходное излучение должно иметь место только в оптической области частот, где его интенсивность логарифмически зависит от лоренц-фактора γ .

В 1959 г. Гарибяном [3] было показано, что при пролете релятивистской частицы через границу раздела сред полные потери энергии частицы линейно растут с ростом γ . Одновременно Гарибян [3] и Барсуков [4] показали, что этот рост обусловлен переходным излучением в направлении движения частиц в рентгеновском диапазоне частот, названным рентгеновским переходным излучением (РПИ). Влияние угла падения частицы на РПИ изучил Корхмазян [6], а размытости границы изучили Аматауни и Корхмазян [7]. Теория РПИ в периодической среде со слабо меняющейся плотностью была развита Тер-Микаеляном [8] и Тер-Микаеляном и Газазяном [9].

В настоящее время, когда освоены энергии в сотни ГэВ и происходит переход к ТэВ-ым энергиям, можно сказать, что рентгеновское переходное излучение достаточно глубоко и всесторонне изучено как в теоретическом, так и в экспериментальном аспектах. Более того, имеются достаточно многочисленные примеры использования его в целях идентификации частиц. Обсуждаемой проблеме посвящены уже сотни экспериментальных работ, наиболее важные из которых выносятся в обзоры [10—20]. Несом-

ненная ценность опубликованных обзоров заключается в том, что они дают общую картину состояния дел в данной области эксперимента и на данном этапе развития. Однако все они, как правило, носят описательный характер, в основном без анализа, а в некоторых случаях не лишены тенденциозности и субъективизма.

В предлагаемый обзор авторы включили подробный анализ экспериментальных работ по РПИ, и всегда, когда это возможно, сравнивают их результаты с теорией. Отметим, что обзор ограничен работами, выполненными по 1973 г., потому что основополагающие результаты были получены именно за этот период, и, как будет видно из его содержания, в этот наиболее ответственный период в основном работало несколько групп ученых, а именно: группы Арутюняна и Юаня, Алиханян совместно с группой Лорикяна, Алиханян совместно с группой Оганесяна и несколько позже группа Иодха.

Впервые экспериментальная возможность наблюдения РПИ была проанализирована в работе Алиханяна, Испириана и Тер-Микаеляна [21] в 1961 г. Для выделения РПИ они обсудили хорошо известные в физике явления фотоэффекта, комптоновского рассеяния и характеристического излучения.

Первая экспериментальная работа, связанная с РПИ, была выполнена в 1964 г. Арутюняном, Испирианом и Оганесяном [22]. В этой работе ставились две задачи: первая — обнаружение РПИ, вторая — оценка спектра горизонтального потока мюонов космического излучения. Схема эксперимента выглядит следующим образом. Мюоны горизонтального потока космического излучения попадали в радиатор РПИ из 300 слоев бумаги толщиной $2 \cdot 10^{-2}$ см с зазором ~ 1 см. Образовавшиеся в радиаторе кванты РПИ затем попадали в контейнер с ксеноном размерами $10 \times 10 \times 40$ см³, при этом ширина контейнера в направлении движения мюонов составляла 10 см. В ксеноне некоторая часть квантов РПИ поглощалась, часть из которых с энергией $E_T \geq E_K \simeq 35$ КэВ могла образовывать характеристическое излучение на К-оболочке с энергией $E_K - E_e \simeq 30$ КэВ, которое регистрировалось 8-ю счетчиками NaI(Tl) диаметром по 8 см, расположенными симметрично по четыре на верхней и нижней крышках контейнера. Для улучшения фоновых условий установка должна была регистрировать мюоны в совпадении, по крайней мере, с двумя квантами, один из которых попадает в один из верхних, а другой — в один из нижних счетчиков (условие «верх-низ»), причем энергетический интервал регистрации квантов составлял 20—80 КэВ. Экспериментальные результаты, полученные в работе [22], приведены на рис. 1, где дано распределение числа мюонов по числу зарегистрированных характеристических фотонов. Полное число детектированных мюонов равно 69 за вычетом фона, который составляет 9 событий. Если считать, что весь фон содержится в «двойках» гистограммы, то получим, что по двум фотонам был зарегистрирован 31 мюон, по трем — 28, по четырем — 10, по пяти — 1.

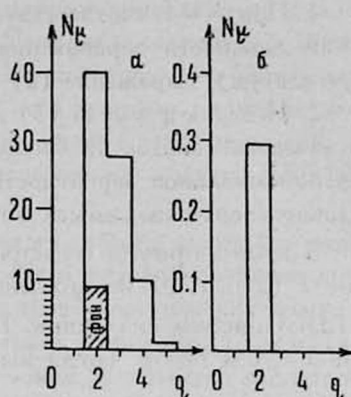
Эффективность регистрации мюонов $\bar{\eta}(E_\mu)$, усредненную по спектру РПИ, авторы [22] вычисляли по найденной ими формуле

$$\bar{\eta}(E_\mu) = \sum_{l=2}^{\infty} P_l W_l^q \varepsilon_q \varepsilon_\Phi. \quad (1)$$

$$P_l = \sum_{n=l}^{\infty} \frac{\bar{n}^n e^{-\bar{n}}}{n!} \frac{(k \cdot n)^{n-l} \cdot e^{-k \cdot n}}{(n-l)!} = \sum_{n=l}^{\infty} F_l^n \quad (2)$$

Рис. 1. а) Экспериментальный результат работы [22] — распределение зарегистрированных мюонов по числу детектируемых характеристических квантов.

б) То же, что и на рис. а, согласно нашим расчетам.



трагуется, как вероятность образования l характеристических квантов при среднем $\bar{n}(E_\mu)$ числе квантов РПИ без учета их поглощения в веществе радиатора.

Следовательно, величину P_l^n следует рассматривать как вероятность иметь n квантов РПИ, l из которых могут дать характеристическое излучение. Величина $K = 0,66$ равна доле квантов РПИ, бесполезно потерянных при прохождении радиатора и ксенона, но не учитывающая эффективности ε_ϕ испускания характеристического излучения. « K » не зависит от E_μ . Член

$$W_l^q = \left[\frac{l!}{q! (l-q)!} a^q (1-a)^{l-q} \right] \cdot \left[\frac{2^l - 2}{2^l} \right] = [F(a)] \cdot [P(2^l)] \quad (3)$$

дается как вероятность регистрации q характеристических квантов из l испущенных, причем величину a , принятую в работе [22] равной 0,3, можно рассматривать, как среднестатистическую вероятность регистрации характеристического кванта.

В выражении (1) имеются еще два множителя: ε_q и ε_ϕ . Величина ε_q вводится, как эффективность регистрации q квантов q сцинтилляторами одновременно, то есть можно считать, что $\varepsilon_1 = \sqrt[3]{\varepsilon_2} = \sqrt[3]{\varepsilon_3 \dots}$ — среднестатистическая вероятность того, что испущенный характеристический квант не поглотится в ксеноне на пути к счетчикам $NaI(Tl)$.

В работе [22] (см. [23]) $\varepsilon_2 = 0,68$ и, следовательно, $\varepsilon_1 = 0,825$. Используя это значение, можно вычислить эффективность a_1 регистрации характеристического кванта с учетом поглощения в ксеноне по данным работы [22].

$$a_1 = a \cdot \varepsilon_1 \approx 0,248. \quad (4)$$

Величина ϵ_{ϕ} — коэффициент флуоресценции в ксеноне, принятый в работе [22] (см. [23]), равным 0,96.

Можно показать, что выражение (1) некорректно по нескольким пунктам:

1. При $K=1$, соответствующем случаю 100%-ой потери квантов РПИ и невозможности образования характеристического излучения (в контейнере вакуум), выражение (2) отлично от нуля, что абсурдно.

2. Неверна формула (3) для вероятности W_l^q регистрации q характеристических квантов из l испущенных, которая составлена, как произведение биномиальной вероятности $F(a)$ на функцию $P(2^l)$, учитывающую условие «верх-низ», смысл которого уже был пояснен выше.

В этой формуле функция $P(2^l)$ должна быть заменена на функцию $P(2^q)$, т. е. W_l^q должна зависеть от l только через функцию $F(a)$. Поясним сказанное. Пусть $F(a)=1$. Это возможно при условии $a=1$ и $l=q$. Тогда выражение (3) перепишется в виде:

$$W_{l=q}^q = \frac{2^q - 2}{2^q} = P(2^q). \quad (5)$$

Очевидно, что к данному случаю можно свести и все другие, когда $a \neq 1$ и $l \geq q$. Это можно сделать потому, что при данном q нас не интересует значение $l-q$, и мы всегда можем рассматривать испускание не l , а q характеристических квантов, но при $a=1$. Такая независимость от $l-q$ при данном q означает независимость от l .

3. В выражении (1) не учитывается условие $q \geq 2$. Это органически связано с неверностью выражения (1), в котором суммирование проводится только по l и n , а условию $q \geq 2$ просто нет места.

4. Величины ϵ_q и ϵ_{ϕ} также введены в выражение (1) неверно, т. к. эффективность регистрации мюонов, и это мы покажем ниже, должна зависеть явным образом только от среднего числа регистрируемых характеристических квантов, посредством которого величины ϵ_q и ϵ_{ϕ} воздействуют на эффективность $\eta(E_{\mu})$.

5. Числовое значение величины светосилы $a=0,3$ неверно. Оно определялось нами методом Монте-Карло. Оказалось, что с учетом углов входа мюонов в контейнер с ксеноном $a=0,236$. Отметим, что это значение близко к геометрической прозрачности контейнера ($a_1=0,223$). Учет поглощения характеристических квантов в ксеноне уменьшает светосилу a до величины $a_1=0,174 \pm 0,003$.

6. Числовое значение величины потерь квантов $K=0,66$ также неверно. Оно вычислялось нами для разных значений энергии мюонов как по спектрам, рассчитанным авторами [22] по теории Тер-Микаеляна и приведенных в [22], так и по спектрам, полученным нами по теории Гарибяна [5].

Согласно спектрам [22] для $E_{\mu}=2$ ТэВ $K=0,89$, а для $E_{\mu}=6$ ТэВ $K=0,87$ (отметим, что вертикальная шкала для этих спектров в [22] ошибочно занижена на порядок). Соответствующие значения для K , полученные нами по спектрам Гарибяна, несколько меньше, а именно 0,84 и

0,83. Видно, что значение K в обоих случаях слабо зависит от энергии мюонов, а по величине существенно превышает значение $K = 0,66$, приводимое в работе [22]. Мы будем пользоваться величиной $K_1 = (1 - K) = 0,17$.

Еще несколько слов о зависимости среднего числа квантов РПИ, рожденных в радиаторе, от энергии мюонов. Эти данные приведены на рис. 2а. Видно, что кривая, построенная по спектрам Гарибьяна, совпадает в пределах (10—15)% с кривой, полученной в [22] по спектрам Тер-Микаеляна, начиная лишь с $E \simeq 800$ ГэВ. В связи с тем, что формула Гарибьяна дает большее число квантов РПИ, мы пользовались именно этой формулой.

7. Что касается значения ε_{ϕ} , то мы принимаем его равным 0,81 [24, 25], а не 0,96, как в работах [22, 23].

И еще одно, представляющееся нам важным, общее замечание относительно выражения (1). Оно, если бы даже было верным, соответствовало бы случаю, когда вероятность попадания характеристических фотонов из любой точки контейнера для всех счетчиков одинакова, то есть случаю сферической геометрии контейнера с ксеноном, в котором характеристические кванты испускаются из центра сферы. Кроме того, вероятность попадания двух и более характеристических квантов в один счетчик должна быть равна нулю. Между тем реальная геометрия регистрации квантов сильно отличается от сферически симметричной, а, как показал Монте-Карло расчет, вероятность попадания двух и более квантов в один счетчик отнюдь не мала и сильно зависит от места испускания характеристических фотонов. Расчеты, выполненные нами методом статистических испытаний показали, что влияние асимметрии, заключающееся в том, что характеристические кванты испускаются либо в верхнем, либо в нижнем полупространстве относительно плоскости симметрии контейнера с ксеноном, весьма существенно. А именно, эффективность регистрации мюонов по двум зарегистрированным фотонам падает в $(1,4 \pm 10\%)$ раза, а по трем — в $(1,7 \pm \pm 30\%)$ раза. Падение эффективности сопровождается, кроме того, «перекачкой» случаев с кратностью q в случаи с кратностью $q-1$, $q-2$ и т. д. В частности, согласно Монте-Карло расчету, совместное действие этих двух процессов, а именно, падения эффективности и «перекачки», уменьшают столбец гистограммы для случаев регистрации мюонов по трем квантам ($q = 3$) в $(6 \pm 20\%)$ раз.

Хотя проведенное нами моделирование эксперимента дало все необходимые результаты, считаем полезным показать аналитическим путем, каким на самом деле должно быть выражение (1). Проще всего это сделать, предположив, что число характеристических квантов, зарегистрированных как в нижнем, так и в верхнем ряду счетчиков, подчиняется распределению Пуассона. Тогда эффективность регистрации мюонов можно сразу записать через эффективности их регистрации верхним ($\bar{\gamma}_{\text{н}}(E_{\mu})$) и нижним ($\bar{\gamma}_{\text{н}}(E_{\mu})$) рядами счетчиков. В силу независимости этих событий имеем:

$$\bar{\gamma}_l(E_{\mu}) = \bar{\gamma}_{\text{н}}(E_{\mu}) \cdot \bar{\gamma}_{\text{н}}(E_{\mu}) = \left(1 - \exp\left(-\frac{1}{2} \bar{q}(E_{\mu})\right)\right)^2. \quad (6)$$

Такой вывод для эффективности регистрации хотя и наиболее прост, однако недостаточно строг, т. к. пуассоновое распределение следует приписы-

вать числу квантов РПИ, рожденных в радиаторе, а не числу зарегистрированных характеристических квантов. Поэтому для вывода выражения (6) мы выбрали тот же путь, что и авторы [22] для вывода выражения (1). Такой подход наиболее удобен для анализа тех ошибок, которые допущены в [22] при выводе выражения (1) [см. приложение].

Из формулы (6) для $\bar{q} \ll 1$, что соответствует условиям обсуждаемой работы, получим:

$$\bar{\eta}_1(E_\mu) \simeq \frac{1}{4} \left[\bar{q}(E_\mu) \right]^2 = \frac{1}{4} \left[\bar{n}(E_\mu) a_1 K_1 \varepsilon_\Phi \right]^2. \quad (7)$$

Как видно, $\bar{\eta}_1(E_\mu)$ квадратично зависит от входящих в формулу параметров, поэтому точность определения их величин очень важна. На рис. 2 показаны зависимости $\bar{\eta}(E_\mu)$, вычисленные авторами [22] по формуле (1) и нами по формуле (6) (кривые 1 и 2 соответственно). В наших расчетах $a_1 = 0,174$ и $K_1 = 0,17$.

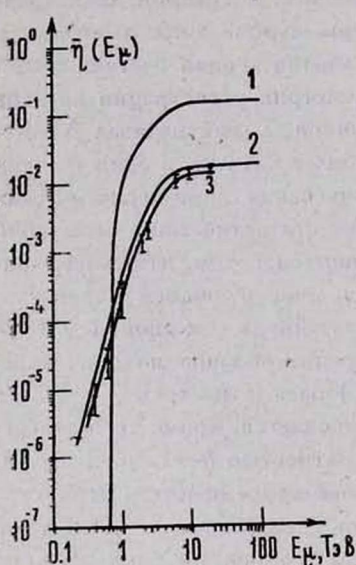


Рис. 2. Зависимость эффективности регистрации мюонов от их энергии. Кривая 1 — расчет по формуле (1), кривая 2 — расчет по формуле (6), кривая 3 — расчет Монте-Карло.

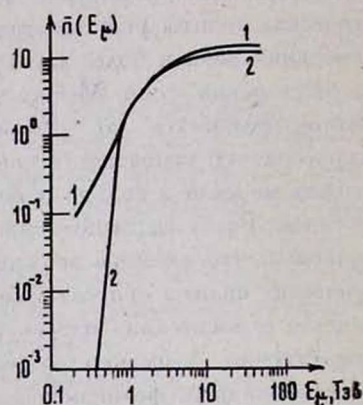


Рис. 2а. Зависимость среднего числа квантов РПИ от энергии мюонов. 1 — расчет по формуле Гарибяна, 2 — расчет в работе [22].

Ожидаемое число регистрируемых мюонов $N_\mu^{\text{ожид.}}$ можно определить, умножив число мюонов, проходящих через установку ($N_\mu^{\text{прох.}}$) на среднюю по спектру $P(E_\mu)$ эффективность регистрации мюонов $\bar{\eta}_\mu$: $N_\mu^{\text{ожид.}} = \bar{\eta}_\mu \cdot N_\mu^{\text{прох.}}$.

Причем

$$N_\mu^{\text{прох.}} = TS \int_{0,6 \text{ ТэВ}}^{\infty} P(E_\mu) dE_\mu \simeq 10^3, \quad (8)$$

где $T = 2 \cdot 10^7$ с — время экспозиции, $S = 400$ см² — площадь контейнера.

$\Omega = 0,32$ — телесный угол, охватывающий апертурный счетчик и каждый см^2 поверхности контейнера, $P(E_k)$ — дифференциальный спектр мюонов [26].

Средние значения η регистрации мюонов, вычисленные по кривым 1 и 2 на рис. 2 оказались $\sim 1,4 \cdot 10^{-2}$ и $\sim 10^{-3}$. В результате по данным [22] ожидается ~ 14 , а по нашим ~ 1 мюон.

Таким образом, из приведенных оценок видно, что в работе [22] зарегистрировано примерно в 5 раз больше мюонов, чем ожидаемое согласно расчетам этой же работы, и примерно в 70 раз больше, чем ожидается по правильной формуле (6), хотя и она, как указывалось выше, дает верхний предел для $N_{\text{ожд.}}$. Напомним, что эти результаты получены в предположении сферической симметрии контейнера с ксеноном, в котором все кванты РПИ поглощаются в центре. Для сравнения на рис. 2 приведена также и кривая, полученная методом Монте-Карло, учитывающая все особенности регистрации характеристических квантов.

Теперь перейдем к анализу распределения F_q зарегистрированных мюонов по числу характеристических квантов, т. е. гистограммы, представленной в [22]. При этом будем иметь в виду, что оно является суммарным распределением мюонов всех энергий E_k по спектру, т. е. для его получения надо найти пуассоновское распределение $P_q[\bar{q}(E_k)]$ квантов для каждой энергии мюонов E_k в интервале ΔE_k и, с учетом их весов $G(E_k)$, просуммировать. Если еще учесть условия «верх-низ» $((2^q - 2)/2^q)$ и $q \geq 2$, то получим

$$F_{q \geq 2} = \sum_{k=1}^{\infty} P_{q-2}[\bar{q}(E_k)] G(E_k) \frac{2^q - 2}{2^q}, \quad (9)$$

где

$$\bar{q}(E_k) = \alpha \bar{l}(E_k) = \bar{n}(E_k) \alpha_1 K_1 \varepsilon_{\text{ф}}. \quad (10)$$

Здесь $P_{q-2}[\bar{q}(E_k)]$ — распределение Пуассона для квантов характеристического излучения, попадающих в счетчики $NaI(Tl)$ произвольным способом, при условии $q \geq 2$; $G(E_k) = P(E_k) \Delta E_k / \sum P(E_k) \times \Delta E_k$ — весовая функция.

Кроме того, $K_1 = 0,17$, $\varepsilon_{\text{ф}} = 0,81$, $\alpha_1 = 0,174$.

Согласно этому распределению, по двум фотонам ожидается регистрация $\sim 0,9$ мюона, по трем — $0,07$ мюона, а по четырем — $0,004$ мюона из 10^3 , падающих на установку.

Отношение «двоек» к «тройкам» в гистограмме составляет ~ 14 , «двоек» к «четверкам» ~ 245 , в то время как в обсуждаемой работе эти отношения равны соответственно ~ 1 и ~ 3 .

Различие между экспериментальными данными и расчетом как в интегральном числе мюонов, так и в форме распределения еще более усиливается в результате учета асимметрии в системе регистрации квантов и попадания двух и более квантов в один счетчик. Согласно Монте-Карло расчету число мюонов, регистрируемых в «двойках» дополнительно уменьшается за счет потери эффективности регистрации в 1,4 раза, а в «тройках» — в ~ 6 раз как за счет потери эффективности, так и за счет «перекачки».

Кроме того, надо учесть что космические мюоны не попадают в установку из-под земли, что приводит еще к двухкратному уменьшению числа регистрируемых мюонов.

Таким образом, окончательно ожидается в «двойках» $\sim 0,3$ мюона, в «тройках» $\sim 0,005$ мюона, а их отношение составляет ~ 60 . К сожалению, мы не можем привести данные для «четверок» и «пятерок», так как из 10^4 случаев прохождения мюонов, сопровождаемых испусканием 4 характеристических фотонов и такого же количества случаев с 5 фотонами, не было зафиксировано ни одного случая регистрации мюонов по «четверкам» и «пятеркам». На рис. 16 показано окончательно ожидаемое распределение.

Из вышеизложенного следует, что для регистрации ~ 70 мюонов в условиях данного эксперимента, авторам потребовалось бы экспонировать установку в течение более 200 лет, причем форма гистограммы, полученной в [22], не может реализоваться в условиях данного эксперимента никогда.

Чтобы как-то объяснить результаты [22] мы вначале рассмотрели возможность регистрации δ -электронов с энергией $E_e \geq 3$ ГэВ, образующихся мюонами в веществе, расположенном до установки. Мюоны, способные передать электрону энергию $E_e \geq 3$ ГэВ, должны обладать энергией $E_\mu \geq 10$ ГэВ. Интегральное число таких мюонов в интервале зенитных углов $75-90^\circ$ составляет $\sim 3 \cdot 10^5$ за время экспозиции установки. От такого количества мюонов в веществе толщиной 50 р.д. образуется примерно 5 δ -электронов с $E_e \geq 3$ ГэВ, причем вероятность выхода хотя бы одного δ -электрона из вещества порядка 10^{-10} . Поэтому мы учли увеличение числа электронов за счет размножения в электронно-фотонном ливне. В расчетах методом Монте-Карло следили лишь за теми электронами, энергия которых не уменьшалась до значения $E_e < 3$ ГэВ. Кроме того, учитывалось, что эффективность регистрации электронов с $E_e \geq 3$ ГэВ примерно в 3 раза выше, чем для мюонов с $E_\mu \geq 600$ ГэВ, т. е. для $\gamma \geq 6 \cdot 10^3$. В результате было получено, что на $6 \cdot 10^5$ разыгранных мюонов приходится регистрация 1 электрона, т. е. ожидаемому числу $3 \cdot 10^5$ мюонов будет соответствовать $\sim 0,5$ события.

Вторая попытка обнаружения РПИ была предпринята Арутюняном, Иосипяном, Оганесяном и Франгяном [27, 28] в 1966 г. и также оказалась неудачной. Электроны с энергией 250—600 МэВ после прохождения радиатора отклонялись, а фотоны РПИ регистрировались счетчиком $N_a I(Tl)$. В работе было получено, что при прохождении релятивистскими электронами слоистой среды возникает излучение, интенсивность которого более чем на порядок превышает теоретически ожидаемую интенсивность переходного излучения. Арутюнян [29] сделал попытку объяснить это влиянием многократного рассеяния, сравнивая экспериментальные данные [27, 28] с теорией, развитой Тер-Микаеляном [30]. Однако Гарибян [31] показал, что в условиях, приведенных в работах [27, 28], экспериментальные результаты не могут быть объяснены многократным рассеянием. Тем не менее Арутюнян с сотрудниками [32] продолжали утверждать, что теория резонансного излучения с учетом многократного рассеяния электронов в слоистой среде хорошо описывает их экспериментальные данные. Все это требовало тщательной проверки. В 1973 г. в условиях, приведенных в

работах [27, 28], Алиханяном, Беяковым, Гарибяном, Лорикианом, Маркаряном, Шихляровым была выполнена экспериментальная работа [33]. Результаты которой не подтвердили данные работ [27, 28]. Анализируя работы [27, 28], Лорикиан показал [34], что из-за неправильно выбранной методики (отсутствовал счетчик, регистрирующий электрон, проходящий через зазор магнита) регистрировался зависящий от геометрии радиатора фон, имитирующий эффект. Ошибочность работ [27, 28] была наглядно продемонстрирована также в докладе Алиханяна на I Международном симпозиуме по переходному излучению [17]. На рис. 3 крестиками пред-

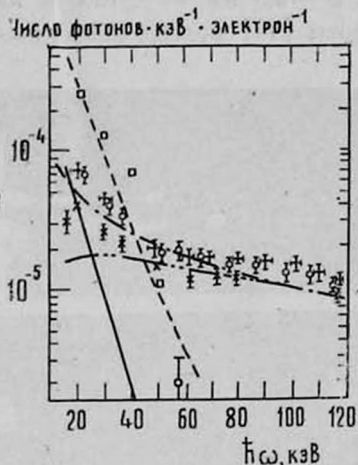


Рис. 3. Спектр гамма квантов на выходе радиатора с параметрами, выбранными в работе [27, 28], для электронов с энергией 680 МэВ, о — соответствуют стопке пластин [33], + — эквивалентной пластине (сжатая стопка) [33], x — эквивалентной пластине за вычетом фона зала, □ — экспериментальные данные работы [27, 28]. Сплошная кривая — расчетный спектр РПИ по обычной теории, штриховая кривая — расчет по формуле, учитывающей многократное рассеяние, выполненный в работе [32]. Штрих-пунктирные кривые — спектры тормозного излучения, вычисленные с учетом поляризации среды (нижняя кривая) и без (верхняя кривая)

ставлены результаты [33], а квадратиками — работ [27, 28]. Из рисунка видно, что экспериментальные точки [27, 28] ложатся на кривую, рассчитанную авторами этих работ по теории [30] (штриховая линия), учитывающей многократное рассеяние. Гарибян и Ян Ши показали [35, 19], что в условиях эксперимента [27, 28] спектры РПИ, рассчитанные без учета многократного рассеяния, совпадают со спектрами, рассчитанными по формуле Тер-Микаеляна [30], учитывающей многократное рассеяние. Таким образом, спектры, рассчитанные авторами работ [27, 28], не соответствуют формулам, по которым они вычислялись. Очевидно, что совпадение экспериментальных данных с теорией является следствием ошибочности как экспериментальных данных, так и теоретического расчета.

В 1969 г. появилось сообщение Юаня, Вонга и Прионстера [36] о наблюдении РПИ, испущенного позитронами с энергией 2 ГэВ в стопке из 231 слоев алюминиевой фольги, с $a = 25$ мкм и $b = 0,3$ мм. После прохождения радиатора позитроны отклонялись магнитным полем. Фотоны РПИ в интервале $6 \text{ КэВ} \leq \hbar\omega \leq 200 \text{ КэВ}$ регистрировались с помощью $Ge(Li)$ детектора. Эффективность регистрации позитронов по РПИ в этом эксперименте составляла 27%. Авторы также измерили угловое распределение РПИ, полуширина которого оказалась $\geq 0,4^\circ$. Кроме того утверждается, что при $E_e = 2 \text{ ГэВ}$ среднее число квантов РПИ на выходе данного радиатора равно ~ 12 . Этих результатов мы коснёмся при анализе работы [41]. Авторы делают вывод, что РПИ вполне пригодно для определения

у-фактора высокоэнергичных частиц и может стать уникальным методом их идентификации.

В 1970 г., 7 января, на сессии АН СССР в Таллине Алиханян, Авакян, Гарибян, Лорикиян, Шихляров доложили работу, в которой для регистрации РПИ по предложению Лорикияна (см. [10]) была использована стримерная камера с добавкой к рабочему газу—неону около 10% ксенона. Электроны с энергией 1,2—2,46 ГэВ, пройдя радиатор РПИ, попадали в стримерную камеру, где наряду с электронами регистрировались также и фотоэлектроны, образуемые квантами РПИ. Слонстая среда была собрана из полиэтиленовых пленок с $a = 45$ мкм, $b = 0,5$ мм, $m = 1000$ и 500. На рис. 4 приведены заимствованные из работы [14] фотографии случаев

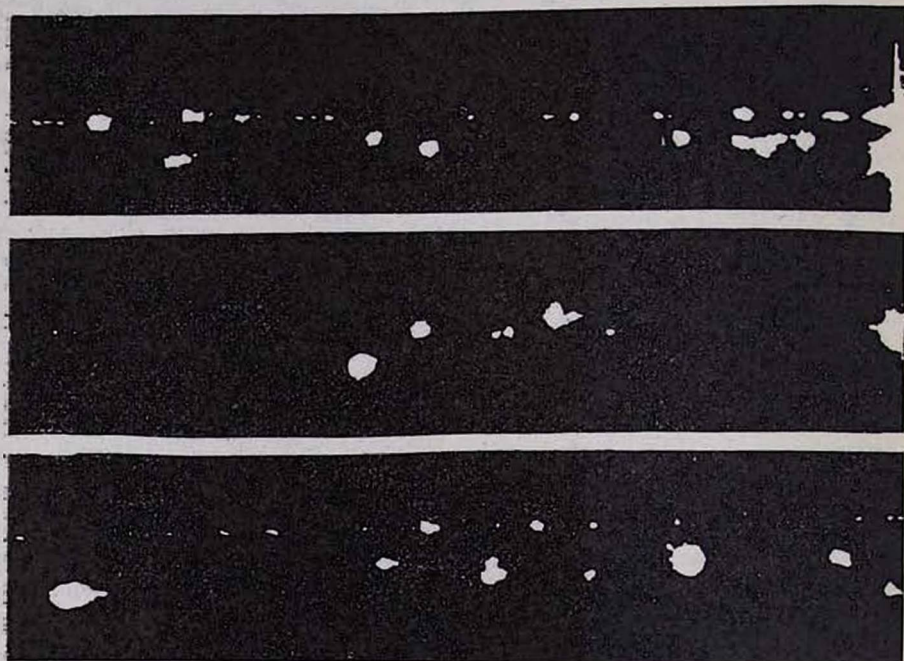


Рис. 4. Фотографии нескольких случаев регистрации РПИ в стримерной камере при отклонении электрона в магнитном поле [14].

регистрации РПИ и первичного электрона, когда электрон для лучшего отделения от РПИ отклонялся в магнитном поле. В обсуждаемой работе проходящие электроны магнитным полем не отклонялись. Для пространственного разделения фотонов стримерная камера была удалена от радиатора на 11 м. В этой же работе по предложению Лорикияна (см. [15]) впервые была использована в качестве радиатора нерегулярная среда, а именно, пенспласт с $\rho = 0,04$ г/см³ и длиной 50 см.

Все эти результаты опубликованы в [37, 38] и приведены в таблице. Из этих данных авторы делают два важных вывода:

1. Число зарегистрированных фотонов РПИ линейно растет с ростом энергии электронов.

1	2	3	4	5	6	7	8
Вид мишени концентрация X_e	Импульс P ГэВ/с	Эффектив- ность W	$\bar{n}_{\text{всг.}}$	$n_{\text{теор.}}$ $h\nu \geq 5\text{КэВ}$	$\bar{n}_i$	$\bar{n}_{\text{горн.}}$	$n_{\text{теор.}}$ $h\nu \geq 19,5\text{ КэВ}$
Полиэтилен $m = 1000$ 10 % X_e	1,2	$0,37 \pm 0,1$	$0,56 \pm 0,14$	1,5	$0,48 \pm 0,07$	$0,16 \pm 0,04$	$0,42^{+0,09}_{-0,09}$
Полиэтилен $m = 1000$ 10 % X_e	2,0	$0,67 \pm 0,13$	$1,06 \pm 0,15$	4,3	$0,40 \pm 0,06$	$0,17 \pm 0,04$	$1,15^{+0,29}_{-0,27}$
Полиэтилен $m = 500$ 10 % X_e	2,46	$0,62 \pm 0,13$	$0,93 \pm 0,14$	3,8	$0,37 \pm 0,06$	$0,07 \pm 0,03$	$1,06^{+0,27}_{-0,25}$
Полиэтилен $m = 1000$ 15 % X_e	2,0	$0,67 \pm 0,13$	$1,21 \pm 0,14$	4,9	$0,31 \pm 0,06$	$0,20 \pm 0,04$	—
Пенопласт 2 г/см ² 10 % X_e	2,0	$0,86 \pm 0,13$	$1,05 \pm 0,13$	—	$0,40 \pm 0,06$	$0,08 \pm 0,03$	—

2. Радиатор из пенопласта излучает не меньше, чем регулярный полиэтиленовый радиатор из 1000 слоев.

Свои результаты авторы сравнивают с теорией РПИ [19], без научного обоснования взяв при этом за нижний энергетический порог регистрации фотонов значение $\hbar\omega = 5$ КэВ. В результате оказалось, что теоретические значения в 3—4 раза превосходят экспериментальные данные, как это видно из колонок 4 и 5 таблицы. Авторы количественного анализа этих разногласий не приводят.

Для лучшего понимания результатов [37, 38] мы более точно определили порог регистрации фотонов, исходя из данных по δ -электронам, к счастью, приведенным в этой же работе (см. колонку 6 в таблице) по методу, предложенному Шихляровым в работе [40]. Суть метода основана на том, что размеры кластеров, при прочих равных условиях, зависят от энергии δ - и фотоэлектрона одинаково. Поэтому нижний порог регистрации δ -электронов равен нижнему порогу регистрации фотоэлектронов, если минимальные размеры кластеров берутся одинаковыми.

Порог регистрации E_n (эВ) для δ -электронов в 1 г/см^2 вещества определяется из их интегрального спектра $n_\delta = 1,53 \cdot 10^5 (Z/A)^{2/3} E_n$. Объединив (для увеличения статистики) все данные для δ -электронов для случаев с 10 % ксенона, получим $\bar{n}_\delta = 0,41 \pm 0,04$ и, соответственно, $E_n = (19,5^{+2,1}_{-1,7})$ КэВ, а не 5 КэВ, как берут авторы [37, 38]. Но это не все, так как мы получим порог регистрации фотоэлектронов, а не квантов РПИ. Для перехода к последним следует проанализировать процессы поглощения на L и K оболочках ксенона. При поглощении квантов на L -оболочке практически вся энергия кванта выделяется локально, участвуя в формировании фотокластера, поэтому пороги регистрации фотоэлектронов и квантов РПИ совпадают.

Другая картина наблюдается при поглощении квантов с $\hbar\omega \geq E_k \approx 35$ КэВ на K -оболочке ксенона, где преобладающим процессом является испускание характеристического излучения с $E_x \approx 30$ КэВ с вероятностью 81% [24]. Эта энергия уносится из объема камеры вследствие пренебрежимо малой вероятности ее поглощения в 10% ксенона. В остальных случаях испускаются электроны Оже, участвующие здесь вместе с фотоэлектроном в формировании фотокластера.

Таким образом, в теоретических спектрах при сравнении с экспериментом следует учитывать все случаи поглощения на L -оболочке квантов с $\hbar\omega \geq E_n$ и на K -оболочке с $\hbar\omega \geq E_k + E_n$. В интервале энергий (E_k , $E_k + E_n$) надо принимать во внимание только 19 % случаев, когда характеристический квант не испускается, а образуются электроны Оже. Все остальные события, когда энергия фотокластера $E_\phi < E_n$, остаются ниже порога регистрации.

Для иллюстрации на рис. 5 приведены спектры поглощенных в 10% ксенона квантов РПИ для первых трех случаев в таблице, в последней колонке которой даны полные числа фотонов, определенные из этих спектров с учетом влияния порога регистрации. Отметим, что в этих расчетах мы не

могли учесть неопределенность, связанную с флуктуацией размеров кластеров вблизи порога.

Остается выразить сожаление, что авторы обсуждаемой работы [37, 38] не провели в свое время подобающего анализа своих экспериментальных данных, уже тогда подтверждающих правильность теории РПИ и установить закон его флуктуаций.

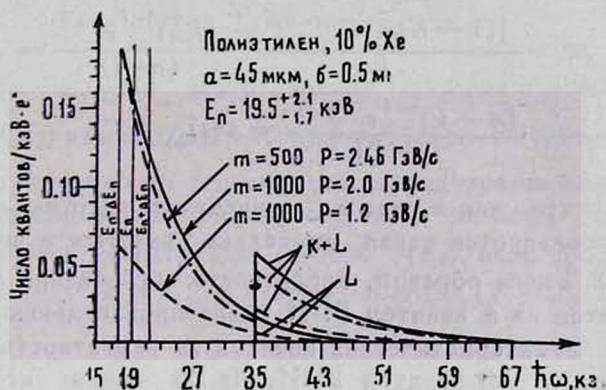


Рис. 5. Теоретические спектры: $\hbar\omega \geq 17,8 \text{ КэВ}$, рассчитанные для условий работы [37, 38].

Укажем, что, как нам представляется, название «тормозные кванты» у авторов условное, так как фон с «пустой» мишенью не измерялся.

Отметим также, что экспериментальные результаты [37, 38] сотрудники ФИАН СССР в работе [39] сравнивают с теорией РПИ, оценивая порог регистрации, исходя из условий эксперимента. Эти результаты приведены на рис.21.

В заключение следует отметить, что результаты опыта с радиатором из пенопласта имеют принципиальное значение и свидетельствуют о том, что РПИ в стопке пластин обязано своим происхождением не столько периодическому расположению отдельных пластин, сколько наличию границ раздела. Более того, существовало представление, что для реального использования РПИ необходимо иметь стопки из нескольких тысяч пленок толщиной порядка 10—20 мкм, что настраивало исследователей пессимистически и, естественно, не способствовало развитию этого направления исследований. Использование в качестве радиаторов РПИ нерегулярных сред из доступных и легких материалов сняло трудности, связанные с созданием периодических радиаторов с большими площадями, и в дальнейшем нерегулярные среды нашли широкое применение в качестве радиаторов РПИ.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Напишем правильное выражение для вероятности P_l^n — иметь n квантов РПИ при среднем $\bar{n}$, среди которых l квантов дадут характеристическое излучение. Оно представляет собой произведение пуассоновской вероятности $P_n(\bar{n}) = (\bar{n}^n e^{-\bar{n}}) / n!$, иметь n квантов РПИ

при среднем $\bar{n}$, на биномиальную вероятность $F_l^n = C_l^n (1-K)^l \cdot K^{n-l}$ образования l характеристических квантов из n квантов РПИ. То есть

$$P_l^n = \frac{\bar{n}^n e^{-\bar{n}}}{n!} \frac{n!}{l!(n-l)!} (1-K)^l \cdot K^{n-l}. \quad (1)$$

Выражение (1) легко преобразуется к виду:

$$\begin{aligned} P_l^n &= \frac{[(1-K)\bar{n}]^l e^{-(1-K)\bar{n}}}{l!} \cdot \frac{(K\bar{n})^{n-l} e^{-K\bar{n}}}{(n-l)!} = \\ &= \frac{l^{-l} e^{-\bar{l}}}{l!} \cdot \frac{(\bar{n}-\bar{l})^{n-l} e^{-(\bar{n}-\bar{l})}}{(n-l)!} = P_l(\bar{l}) \cdot P_{n-l}(\bar{n}-\bar{l}). \end{aligned} \quad (2)$$

Отметим, что как $\bar{n}$, так и $\bar{l}$ зависят от энергии мюонов E_μ и всюду, где используется такая символика, имеются в виду функции $\bar{n}(E_\mu)$ и $\bar{l}(E_\mu)$. Таким образом, вероятность образования l характеристических квантов из n квантов РПИ равна произведению вероятности "рождения", l характеристических квантов на вероятность "уничтожения", остальных $(n-l)$ квантов РПИ. Из (2) видно, что при $K=1$ $P_l^n=0$, как и должно быть. Чтобы получить распределение P_l для числа испускаемых характеристических квантов, нужно, очевидно, просуммировать выражение для P_l^n по всем n :

$$P_l = \sum_{n=l}^{\infty} P_l^n(\bar{l}) \cdot P_{n-l}(\bar{n}-\bar{l}) = P_l(\bar{l}) \sum_{n=l}^{\infty} P_{n-l}(\bar{n}-\bar{l}) = P_l(\bar{l}) = \frac{\bar{l}^l e^{-\bar{l}}}{l!}, \quad (3)$$

где $\bar{l} = (1-K)\bar{n}$ — среднее число характеристических квантов. Функция P_l подчиняется условию нормировки $\sum_{l=0}^{\infty} P_l(\bar{l}) = 1$. Таким образом, видно, что исходное пуассоновское распределение квантов РПИ $P_n(\bar{n})$, в результате всех физических процессов, имеющих место на пути квантов РПИ к контейнеру с ксеноном и в самом контейнере, преобразуется в распределение испускаемых характеристических квантов $P_l(\bar{l})$, которое опять (как и исходное) является пуассоновским, но с другим средним $\bar{l}(E_\mu)$. С учетом ε_μ и $\varepsilon_{q=1} = \varepsilon_1$

$$\bar{l}(E_\mu) = \bar{n}(E_\mu) (1-K) \varepsilon_\mu \varepsilon_1. \quad (4)$$

Далее мы должны записать биномиальную вероятность W_l^q того, что из l характеристических квантов будет зарегистрировано q квантов:

$$W_l^q = C_l^q a^q (1-a)^{l-q}, \quad (5)$$

где a — светосила контейнера с ксеноном или среднестатистическая вероятность регистрации одного характеристического кванта без учета его поглощения в ксеноне. Перемножив соотношения (3) и (5), получим выражение для вероятности P_l^q образования l характери-

ческих квантов, из которых q квантов будут зарегистрированы:

$$P_l^q = P_l(\bar{l}) W_l^q(a). \quad (6)$$

Распределение $P_q(\bar{q})$ для числа зарегистрированных характеристических квантов получим суммированием P_l^q по всем l :

$$P_q(\bar{q}) = \sum_{l=q}^{\infty} P_l^q = \frac{\bar{q}^q e^{-\bar{q}}}{q!}. \quad (7)$$

То есть опять получим распределение Пуассона с новым средним

$$\bar{q}(E_\mu) = \bar{n}(E_\mu) a(1-K) \varepsilon_\mu = \bar{n}(E_\mu) a_1(1-K) \varepsilon_\mu, \quad (8)$$

где $a_1 = a \varepsilon_1$ — вероятность регистрации характеристических квантов с учетом их потерь вследствие поглощения в ксеноне. Чтобы получить эффективность регистрации мюонов $\bar{\eta}(E_\mu)$, надо просуммировать выражение (7) по всем $q \geq 2$ с учетом фактора $(2^q - 2)/2^q$:

$$\bar{\eta}(E_\mu) = \sum_{q=2}^{\infty} \eta(\bar{q}) = \sum_{q=2}^{\infty} P_q(\bar{q}) \frac{2^q - 2}{2^q} = \left(1 - e^{-\frac{\bar{q}(E_\mu)}{2}}\right)^2. \quad (9)$$

Для $\bar{q} \ll 1$ получим

$$\bar{\eta}(E_\mu) \simeq \frac{1}{4} \left[\bar{q}(E_\mu) \right]^2 = \frac{1}{4} \left[\bar{n}(E_\mu) a_1(1-K) \varepsilon_\mu \right]^2. \quad (10)$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Гинзбург В. Л., Франк И. М. J. Phys. USSR, 9, 353 (1945).
2. Франк И. М. В сб. Нобелевские лекции. Физматгиз, М., 1960.
3. Гарибян Г. М. ЖЭТФ, 37, 527 (1959).
4. Барсуков К. А. ЖЭТФ, 37, 1106 (1958).
5. Гарибян Г. М. Препринт ЕФИ—ТФ—13 (70), 1970.
6. Корхмазян Н. А. Изв. АН АрмССР, серия физ. мат. наук, 13, 139 (1960).
7. Амагуни А. Ц., Корхмазян Н. А. ЖЭТФ, 39, 1011 (1960).
8. Тер-Микаелян М. А. ДАН СССР, 134, 318 (1960).
9. Тер-Микаелян М. А., Глазаян А. Д. ЖЭТФ, 39, 1693 (1960).
10. Alikhanian A. I. Adventures in Exper. Phys., V. 2, 107 (1972).
11. Garibian G. M. Proceed. Int. Conf. Instr. on High Energy Phys., Frascati, 1973, p. 329.
12. Alikhanian A. I. Proceed. Int. Conf. Instr. on High Energy Physics, Frascati 1973, p. 350.
13. Yuan L. C. L. Proceed. Int. Conf. Instr. on High Energy Physics; Frascati, 1973, p. 334.
14. Lorikyan M. P. Scientific Report EPI—65 (74), Yerevan, 1974.
15. Аликханян А. И. В сб. ЕРФИ 30 лет. Изд. ЕРФИ, Ереван, 1974, с. 45—64.
16. Арутюнян Ф. Р., Франкян А. А. Препринт ИФИ—75—22, 1975.
17. Аликханян А. И. В трудах Международного симпозиума по переходному излучению частиц высоких энергий, ЕРФИ, Ереван, 1977, с. 41.
18. Станесян А. Г. В сб. ЭЧАЯ, 1983.
19. Гарибян Г. М., Ян Ши. Рентгеновское переходное излучение. Изд. АН АрмССР, Ереван, 1983.

20. Coherent Radiation Sources, p. 195—227. Edited by A. W. Seanz and H. Uberall Springer—Verlag, Berlin, Heidelberg, 1985.
21. Аликханян А. И., Арутюнян Ф. Р., Испирян К. А., Тер-Микаелян М. Л. ЖЭТФ, 41, 2002 (1961).
22. Арутюнян Ф. Р., Испирян К. А., Оганесян А. Г. Изв. АН СССР, 28, 1864 (1964) Ядерная физика, 1, 842 (1965).
23. Испирян К. А. Кандидатская диссертация, ЕГУ, Ереван, 1965.
24. Бета-гамма-спектроскопия. (Под ред. К. Зигбана, пер. с англ.), Физматгиз, М., 1959, с. 179.
25. Broglie C. D., Thomas D. A. and Hajnes S. K. Phys. Rev., 89, 715 (1953).
26. Асатиани Т. А. и др. Изв. АН АрмССР, Физика, 11, 251 (1976).
27. Арутюнян Ф. Р. и др. Письма в ЖЭТФ, 4, 277 (1966).
28. Арутюнян Ф. Р. и др., ЖЭТФ, 52, 1121 (1967).
29. Арутюнян Ф. Р. ДАН АрмССР, 48, 32 (1969).
30. Тер-Микаелян М. Л. Письма в ЖЭТФ, 8, 100 (1968).
31. Гарибян Г. М. ЖЭТФ, 60, 39 (1971).
32. Арутюнян Ф. Р., Назарян А. А., Францян А. А. ЖЭТФ, 62, 2044 (1972).
33. Аликханян А. И. и др. Письма в ЖЭТФ, 18, 35 (1973).
34. Лорикян М. П. Научное сообщение ЕФИ 58 (74), ЕРФИ, Ереван, 1974.
35. Гарибян Г. М., Ян Ши. Изв. АН АрмССР, Физика, 12, 105 (1977).
36. Yuan L. C. L., Wang C. L., Prunster S. S. Phys. Rev. Lett., 21, 416 (1969).
37. Авакян К. М. и др. Изв. АН АрмССР, Физика, 5, 267 (1970).
38. Alikhanian A. I. Phys. Rev. Lett., 25, 635 (1970).
39. Николаенко В. И. и др. Письма в ЖЭТФ, 16, 610 (1972).
40. Шихляров К. К. Научное сообщение ЕФИ—74 (74), Ереван, 1974.

**ՌԵՏԳՆԵՑԱՆ ՏԻՐՈՒՅԹՈՒՄ ԱՆՑՈՒՄԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԱՌԱՋԻՆ
ՓՈՐՁԱՐԱՐԱԿԱՆ ԱՇԽԱՏԱՆՔՆԵՐԻ ՎԵՐԼՈՒԾՈՒԹՅՈՒՆԸ**

Մ. Պ. ԼՈՐԻԿՅԱՆ, Ռ. Ա. ՍԱՐԴԱՐՅԱՆ, Կ. Կ. ՇԻԽԼՅԱՐՈՎ

Ներկայացվում է ռենտգենյան տիրույթում անցումային ճառագայթման տեսության զարգացման վերաբերյալ հետազոտությունների վերլուծությունը: Աշխատանքը կազմված է երեք մասից. նրա երկրորդ և երրորդ մասերը կհրատարակվեն նույն պարբերականի հաջորդ համարներում:

**AN ANALYSIS OF PIONEERING EXPERIMENTAL WORKS ON
X—RAY TRANSITION RADIATION**

PART I

M. P. LORIKYAN, R. A. SARDARYAN, K. K. SHIKHLYAROV

A review of experimental works on X-ray transition radiation is presented. The review consists of three parts. The first part is given in this issue and the remaining parts will be published in subsequent issues.

УДК 53.082.52;621.383

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СТАТИСТИК ИНТЕНСИВНОСТИ СВЕТА
КАЛИБРУЕМЫМ ФОТОЭЛЕКТРОННЫМ ТРАКТОМ

Е. С. САРКИСЯН

Институт физических исследований АН АрмССР
(Поступила в редакцию 20 июня 1988 г.)

Рассмотрена задача экспериментального определения моментов флуктуаций интегральной интенсивности слабого света с применением фотоэлектронного детектора. Установлены общие соотношения, задающие способ определения указанных моментов. Способ аналогичен известному линейному методу определения статистик фотоэлектронных отсчетов, но свободен от ряда недостатков последнего и предполагает использование света с известными флуктуациями для калибровки измерительного тракта. Для определенных экспериментальных условий сравнены отношения «сигнал/шум» предложенных измерений и метода фотоэлектронных отсчетов при определении второго относительного момента интегральной интенсивности света.

Во многих экспериментах в физике, биологии, химии, а также в ряде астрономических наблюдений информация о природе изучаемого объекта заключена в характере флуктуаций испущенного объектом света. Мощность принимаемого излучения часто столь мала ($\approx 10^{-12}$ Вт), что должны использоваться высокочувствительные (малощумящие) фотоэлектронные умножители (ФЭУ), причем на выходе их возможно наблюдение импульсов тока от отдельных фотоэлектронов.

Ниже рассмотрены вопросы, касающиеся наиболее часто проводимых исследований флуктуаций интенсивности $I(t)$ (t — время) света. Именно, рассмотрено определение (измерение) относительных моментов

интегральной интенсивности $U_i = \int_{t_i}^{t_i+T} I(t') dt'$ света, детектируе-

мого ФЭУ в последовательности временных интервалов регистрации $[t_i, t_i + T]$ ($i = 1, 2, \dots$), где T — величина отдельного интервала — задает временное разрешение измерений. Измерения могут, как будет видно из дальнейшего, проводиться без знания эффективности преобразования света. При T много меньших времени корреляции измеренные величины имеют наиболее простое физическое толкование, т. к. в этом случае $U_i = T \cdot I(t_i)$. Обратное соотношение этих времен соответствует малоинформативным экспериментам. Как следует из [1]

$$\overline{U_i^m} / \overline{U_i}^m = n_i (n_i - 1) \dots (n_i - m + 1) / n_i^m \quad (m = 1, 2, \dots),$$

где n_i — число фотоэлектронных импульсов в i -ом интервале регистрации, а черта означает операцию усреднения по множеству. По этой формуле

можно вычислять оценки для моментов интегральной интенсивности, если известны статистики числа фотоотсчетов.

Для повышения временного разрешения измерений развит линейный метод определения статистик фотоотсчетов [3], лишенный эффектов мертвого времени. Этот метод требует калибровки измерительного тракта, состоящей в определении одноэлектронного (ОЭ) зарядового распределения используемого ФЭУ при достаточно слабой подсветке фотокатода. Это обстоятельство ограничивает объем выборки за заданное время калибровки при фиксированных прочих условиях, увеличивая статистическую погрешность измерений. В то же время известна зависимость ОЭ характеристик ФЭУ от загрузки [4, 5]. Поэтому в случаях, когда требуется с максимальным временным разрешением произвести определение статистик излучения при $n_i \gtrsim 1$, для приложимости данных калибровки интенсивность исследуемого потока ОЭ импульсов тоже должна быть уменьшена. Это опять ведет к увеличению статистической погрешности и требует введения в экспериментальную установку дополнительных, регулирующих интенсивность элементов. Далее, при получении ОЭ распределения вынужденно пропускается часть ОЭ импульсов, лежащих ниже порога регистрации [4, 6]. Такие импульсы дают, однако, вклад в подлежащий регистрации накопленный заряд (по методике [3]) при рабочем измерении. Это обстоятельство вводит дополнительную неопределенность в получаемые результаты и требует специального рассмотрения. Таким образом, калибровка установки путем регистрации заряда единичных ОЭ импульсов имеет определенные недостатки.

Целью настоящей работы является указание способа исследования флуктуаций интенсивности света, использующего аналогично [3] накопление заряда ФЭУ, но свободного от отмеченных выше недостатков. Делается это посредством установления соотношений, связывающих вероятностные характеристики выходного заряда ФЭУ и параметры, характеризующие свет, позволяющих определять статистики света без определения ОЭ характеристик ФЭУ, но используя для калибровки излучение с известной статистикой. Средняя интенсивность калибрующего источника может устанавливаться достаточно близкой к средней интенсивности исследуемого излучения. Рассмотрим измерительный тракт, в котором анодный ток используемого ФЭУ поступает в накопитель заряда (интегратор), управляемый последовательностью импульсов длительности T от тактового генератора. Результат интегрирования q_i далее вводится в вычислительное устройство (ВУ), которое производит над ним ряд преобразований вида $S_i q_i^l$ (числа S_i и l определяются конструкцией ВУ) и усреднение преобразованных величин по достаточно большому множеству значений. Таким образом, описанному тракту соответствует преобразование множества значений интегральной интенсивности света $\{U_i\}$ в множество $\{q_i\}$ с последующей выдачей на выходе ВУ ряда величин $S_i \bar{q}^l$ (для выбранных значений l), могущих быть измеренными, например, вольтметром.

Предполагается, что ФЭУ работает в таком режиме, что имеет место линейное преобразование света, т. е.

$$\bar{q}_i = \eta \bar{U}_i, \quad (1)$$

где зарядовая эффективность детектирования η зависит как от величины приемной апертуры, так и от эффективности фотокатода.

Введем в рассмотрение множество $\{S_i q_i^l\}$, соответствующее некоторому постоянному $U_i = U$. Среднее $S_i \bar{q}_i^l|_U$ для него зависит от U , т. е.

$$S_i \bar{q}_i^l|_U = f_i(U), \quad (2)$$

где f_i — некоторая функция, определяемая, в частности, механизмом преобразования света в заряд (фотоэффект, умножение фотоэлектронов). Представим f_i в виде степенного ряда $f_i(U) = \sum_{m=1}^{\infty} a_{im} U^m$, характеризуя теперь измерительный тракт коэффициентами a_{im} , и запишем

$$S_i \bar{q}_i^l|_U = \sum_{m=1}^{\infty} a_{im} U^m,$$

где отсутствует постоянный член ряда, т. к. мы полагаем, что при $U_i = 0$ и $q_i = 0$. Тем самым, в данном рассмотрении мы пренебрегаем темновым током ФЭУ. При сравнимых темновом и сигнальном токах излагаемое верно, если под q_i понимать заряд, обязанный свету, освещающему фотокатод.

При реализации на входе тракта произвольных случайных U_i будет справедливо соотношение, получаемое из (2) дополнительным усреднением по вероятностям U_i , т. е. в этом случае (опуская для простоты индекс i)

$$S_i \bar{q}_i^l = \sum_{m=1}^{\infty} a_{im} \overline{U^m} = \sum_{m=1}^{\infty} a_{im} \bar{U}^m. \quad (3)$$

В нижеследующем мы воспользуемся также тем обстоятельством, что если два независимых источника с интегральными интенсивностями U_1 и U_2 порознь производят в интервалах регистрации заряды q_1 и q_2 соответственно, то заряд q , производимый при их совместном действии, имеет одинаковое с $q_1 + q_2$ распределение, т. е., что верно, в соответствии с (3),

$$S_i \overline{(q_1 + q_2)^l} = S_i \bar{q}^l = \overline{f_i(U_1 + U_2)} = \sum_{m=1}^{\infty} a_{im} \overline{(U_1 + U_2)^m}. \quad (4)$$

Установим сначала ограничения на коэффициенты a_{2m} , вытекающие из одновременно действующих (для независимых источников) равенств (3) и (4).

$$\begin{aligned} \text{Имеем } S_2 \bar{q}_1^2 &= \sum_{m=1}^{\infty} a_{2m} \overline{U_1^m}, S_2 \bar{q}_2^2 = \sum_{m=1}^{\infty} a_{2m} \overline{U_2^m} \text{ и } S_2 \overline{(q_1 + q_2)^2} = \\ &= \sum_{m=1}^{\infty} a_{2m} \overline{(U_1 + U_2)^m}. \end{aligned}$$

Отсюда, с учетом (1), следует

$$a_{22} = S_2 \eta^2 \text{ и } a_{2m} = 0 \quad \text{при } m \geq 3.$$

Таким образом, равенство (3) сводится в данном случае к

$$S_2 \bar{q}^2 = a_{21} \bar{U} + S_2 \eta^2 \bar{U}^2,$$

откуда для момента $M_2 = \bar{U}^2 / \bar{U}$ имеем

$$M_2 = \bar{q}^2 / \bar{q} - a_{21} / (S_2 \eta \bar{q}).$$

Напишем это соотношение для калиброванного по статистике (именно, с известными относительными моментами $\bar{U}^m / \bar{U}^m$) источника, отмечая здесь и далее соответствующие такому источнику величины индексом k и вычислим из него $a_{21} / S_2 \eta$. Имеем

$$a_{21} / (S_2 \eta) = \bar{q}_k^2 / \bar{q}_k - M_{2k} \bar{q}_k$$

и, следовательно,

$$M_2 = \bar{q}^2 / \bar{q} - \bar{q}_k^2 / (\bar{q}_k \bar{q}) + M_{2k} \bar{q}_k / \bar{q}. \quad (5)$$

Формула (5) задает искомый способ определения оценок момента M_2 из экспериментальных данных

Под U в вышеизложенном мы могли понимать и некоторый другой параметр, определяющий заряд на выходе ФЭУ, для которого справедливы соотношения типа (1)–(4). Таким параметром может быть, например, число n ОЭ импульсов на аноде ФЭУ в интервале регистрации (под функцией, фигурирующей в (2) можно в этом случае понимать некоторую представимую степенным рядом функцию, равную при целочисленных значениях аргумента величине $S_2 \bar{q}_k |n\rangle$). Поэтому для чисел n автоматически верна формула, идентичная (5)

$$\bar{n}^2 / \bar{n} = \bar{q}^2 / \bar{q} - \bar{q}_k^2 / (\bar{q}_k \bar{q}) + (\bar{n}_k^2 / \bar{n}_k) \bar{q}_k / \bar{q}. \quad (6)$$

В частности, если n_k всегда равно единице, а именно это должно реализовываться при получении ОЭ распределения ФЭУ, то q_k имеет смысл ОЭ заряда q_0 и из (6) следует, учитывая $\bar{q} = \bar{n} \bar{q}_0$,

$$\bar{n}^2 = [q^2 - \bar{n} (\bar{q}_0^2 - \bar{q}_0)] / \bar{q}_0^2$$

в согласии с [3].

Если использовать формулы (3) и (4), написанные для $S_3 \bar{q}^3$, то аналогично получим соотношение для $M_3 = \bar{U}^3 / \bar{U}$,

$$M_3 = \bar{q}^3 / \bar{q} - \bar{q}_k^3 / (\bar{q}_k \bar{q}) + 3 \bar{q}_k M_{2k} (\bar{q}_k^2 / \bar{q}_k - M_{2k} \bar{q}_k) / \bar{q} + \\ + \bar{q}_k^2 M_{3k} / \bar{q} - 3 M_2 (\bar{q}_k^2 / \bar{q}_k - M_{2k} \bar{q}_k) / \bar{q}. \quad (7)$$

* Формула (7), переписанная для фотоотсчетов при ОЭ калибровке обнаруживает опечатку в [3].

При необходимости подобным образом могут быть получены и формулы для других моментов.

В качестве калибрующего удобно использовать тепловой источник, например, лампу накаливания, нужную интенсивность излучения которой легко подбирать током питания. При выборе одной поляризации такому источнику с лоренцевой линией полуширины γ соответствуют (см. [1]) первые моменты (при легко выполняемом на практике условии $\gamma T \gg 1$)

$$M_2 = 1 + (\gamma T)^{-1} + O(\gamma T)^{-2},$$

$$M_3 = 1 + 3(\gamma T)^{-1} + O(\gamma T)^{-2},$$

с большой точностью равные единице.

В качестве источника с нефлуктуирующей интенсивностью можно использовать и амплитудно-стабилизированный лазер.

Формулы (5) и (7) могут, очевидно, писаться и для моментов числа фотонов, попадающих в приемную апертуру во временном интервале регистрации. При проведении экспериментов по непосредственному определению фотонных статистик в качестве калибрующего источника может быть использован генератор заданного числа фотонов [2].

В общем случае для расчета отношения "сигнал/шум, (ОСШ) предлагаемых измерений необходимо привлекать весьма громоздкие формулы даже при принятом [4] упрощении — рассмотрении двухкаскадного ФЭУ. Поэтому здесь мы затронем вопрос ОСШ для измерения только M_2 . Наибольший практический интерес представляет сравнение ОСШ для M_2 , определяемого путем счета ОЭ импульсов

как $\overline{n(n-1)}/\bar{n}^2 = M_{2c}$, и путем накопления заряда этих же импульсов по формуле (5). Рассмотрение показывает, что при $I(t)$ — стационарном эргодическом случайном процессе для довольно широкой области экспериментальных условий превалирующий вклад в дисперсии соответствующих оценок $D(\hat{M}_{2c})$ и $D(\hat{M}_2)$ дают дисперсии $D(\bar{n}^2)$ и

$D(\bar{q}^2)$ оценок среднего квадрата числа ОЭ импульсов и их заряда соответственно. Эти условия сводятся к выполнению соотношения

$(1/\bar{n}_\tau) \bar{q}_0^2 / \bar{q}_0^2 \ll 1$, где $\bar{n}_\tau$ — число ОЭ импульсов за время τ между интервалами регистрации, или, в случае $\bar{n} \ll 1$, $(1/\bar{n}_\tau) \bar{q}_0^2 / \bar{q}_0^2 \leq 1$. В этом

случае для двух методов зависимость отношения ОСШ, равного $[D(\hat{M}_2)/D(\hat{M}_{2c})]^{1/2}$, от среднего числа $\bar{n}_\phi$ фотоэмиссий в отсутствие темнового тока (кривые 1, 2) двухкаскадного ФЭУ и с учетом его (кривые 3, 4) для трехкаскадного ФЭУ приведена на рисунке. Для простоты расчетов использовано пуассоновское распределение для n_ϕ (случай невыгодного сравнения для способа накопления заряда) и предположен один и тот же объем N выборок ($N^{-1/2} \ll 1$) при счете импульсов и накоплении заряда во время рабочего и калибровочного измерений. Обычно калибровка может проводиться с большим объемом

выборки. Число x вторичных электронов на выходе динода ФЭУ считается подчиненным отрицательно-биномиальному распределению (см. [4])

$$P(x) = \left(\frac{\mu}{1+b\mu} \right)^x \frac{1(1+b) \cdots [1+(x-1)b]}{x!} P(0), \quad P(0) = (1+b\mu)^{-1/b}$$

со средним значением μ и параметром b , зависящим от неоднородности умножения по рабочей поверхности динода.

Темновой ток учтен термоэлектронным шумом фотокатода ($n_{шф}$ электронов за интервал регистрации) и приведенным динодным шумом ($n_{шд}$ электронов с первого динода в том же интервале). Обе эти величины имеют пуассоновское распределение.

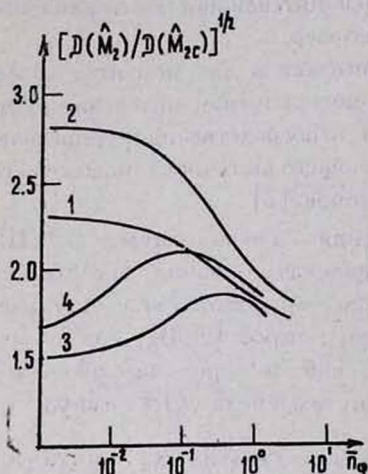


Рис. Зависимость отношения ОСШ двух методов от среднего числа фотоэмиссий $\mu_1 = 6$, $\mu_2 = 4$ (индексы относят данный параметр к соответствующему диноду);

1 $\rightarrow b_1 = b_2 = 0$; 2 $\rightarrow b_1 = b_2 = 0,1$; 3 $\rightarrow \bar{n}_{шф} = \bar{n}_{шд} = 10^{-1}$, $b_1 = b_2 = b_3 = 0,1$, $\gamma_\phi = 0,9$, $\gamma_d = 0,1$; 4 $\rightarrow \bar{n}_{шф} = \bar{n}_{шд} = 10^{-2}$; $b_1 = b_2 = b_3 = 0$, $\gamma_\phi = 1,0$; $\gamma_d = 0$ (идеализированный случай). Предположена идеальная регистрация фотоэмиссий: отсутствие пред- и послепульсных эффектов ФЭУ и эффектов мертвого времени регистрации.

Возможность амплитудной дискриминации анодных импульсов при счете учтена коэффициентами χ_ϕ и χ_d равными доле зарегистрированных начальных электронов от фотокатода и первого динода соответственно. В расчетах приняты численные значения параметров, отвечающие реализуемым на практике ситуациям. Кривые 3 и 4 (рисунок), учитывающие внутренний шум ФЭУ, в некотором интервале значений $\bar{n}_\phi$ лежат ниже кривых 1 и 2. Объясняется это тем, что в случае «без шума» флуктуации вычисляемой оценки $\hat{q}^2$ «излишне» велики, т. к. они обязаны флуктуациям

двух компонент, соответствующих рабочему и калибрующему измерениям. Учет внутреннего шума ФЭУ в каждом из способов требует проведения еще одного дополнительного (шумового) измерения, причем соответствующее ухудшение ситуации оказывается более весомым для счета импульсов.

Описанный способ калибровки, легко видеть, нечувствителен к послепульсным (и предимпульсным) эффектам ФЭУ, требующим учета при наборе статистик методом счета (см., например, [7]), а также при проведении ОЭ калибровки.

Конкретизируем экспериментальные возможности измерительного тракта рассмотренного типа. Временное разрешение при исследовании непрерывного излучения имеет предел, обязанный требованию четкого обозначения (выделения) выхода ФЭУ от света на определенном временном

интервале. При электронном управлении ФЭУ решающим фактором является разброс времени пролета умножаемым зарядом отдельных участков структуры ФЭУ. Поэтому достижимы наносекундные разрешения, при управлении по фотокатоду и разрешения в десятки наносекунд при управлении только электронной схемой на аноде. Выделяя заряд, обремененный сверхкороткому ($\leq 10^{-12}$ сек) световому импульсу, можно исследовать флуктуации энергии в последовательности импульсов.

Допустимая интенсивность света ограничена сверху требованием выполнения основного (для проведенного рассмотрения) равенства — формулы (1). Выбором электрического режима ФЭУ обычно просто соблюсти формулу (1) для интенсивностей, дающих 10^6 фотоэлектрон/сек при достаточном усилении ФЭУ. Значения $\epsilon_{\text{ф}}$ при этом могут варьироваться от 10^{-3} до величин много больших 1 в зависимости от T .

ЛИТЕРАТУРА

1. Mehta C. L. в кн. Progress in Optics, vol. VIII. Amsterdam—London; North-Holland Publishing Company, 1970, с. 373.
2. Кляшник Д. Н. УФН, 152, 653 (1987).
3. Ареки Ф. Т. В кн. Квантовые флуктуации излучения лазера. Изд. Мир, М., 1974, с. 27—31.
4. Перцев А. Н., Писаревский А. Н. Одноэлектронные характеристики ФЭУ и их применение. Атомиздат, М., 1971, с. 57—58, 14, 41.
5. Настич В. Н. Приборы и техника эксперимента, № 4, с. 152 1974.
6. Birenbaum L., Scarf D. B. Appl. Opt., 12, 519 (1973).
7. Short R., Mandel L. Phys. Rev. Lett., 51, 384 (1983).

ԼՈՒՅՍԻ ԻՆՏԵՆՍԻՎՈՒԹՅԱՆ ՎԻՃԱԿԱԳՐՈՒԹՅԱՆ ՈՐՈՇՈՒՄԸ ԿԱԼԻԲՐՎՈՂ ՖՈՏՈԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ՏՐԱԿՏԻ ՄԻՋՈՑՈՎ

Ե. Ս. ՍԱՐԿԻՍՅԱՆ

Նշված են լույսի վիճակագրության որոշման զծային մեթոդի թերությունները լափող տրակտի միաէլեկտրոնային կալիբրում օգտագործելիս: Բերված են ընդհանուր բանաձևեր, որոնք նախորոշում են լույսի վիճակագրության որոշման մի ձև, երբ կալիբրման համար օգտագործվու մէ ցանկացած, հայտնի ֆլուկտուացիաներ ունեցող լույս: Կատարված է ազդանշան/աղմուկ հարաբերությունների համեմատումը առաջարկված և ֆոտոնների հաշվման մեթոդի համար, երբ որոշվում է լույսի ինտեգրալ ինտենսիվության երկրորդ հարաբերական մոմենտը որոշակի փորձական պայմաններում:

DETERMINATION OF LIGHT INTENSITY STATISTICS USING A GRADED PHOTOELECTRIC DETECTOR

E. S. SARKISYAN

Some weaknesses of the linear method for determination of light intensity statistics based on the measurements of single electron response of the detector are pointed out. General formulas are derived, which specify the procedure of statistical characteristics determination making use of light with known fluctuations. Under definite experimental conditions, the signal-to-noise ratios for the proposed and for the photon counting technique are compared for determination of the second relative moment of the integral intensity of light.

УДК 551.466.3:535.36
52—3/—7ОБ ОДНОЙ ЗАДАЧЕ ПЕРЕНОСА ПРИ СЛУЧАЙНЫХ
ИЗМЕНЕНИЯХ ЛОКАЛЬНЫХ СВОЙСТВ СРЕДЫ

М. Г. АВЕТИСЯН

Институт прикладных проблем физики АН АрмССР
(Поступила в редакцию 30 января 1988 г.)

В работе рассматривается одна задача переноса при случайных изменениях локальных свойств среды. Предлагается новый способ приближенного решения задачи как в одномерном, так и трехмерном случае.

1. В теории переноса излучения (см., напр., [1]) параметры, описывающие локальные оптические свойства среды, обычно считаются либо постоянными, либо заданными детерминистическими функциями точки.

В ряде задач атмосферной оптики, астрофизики и др. возникает необходимость учитывать возможные флуктуации локальных оптических свойств среды [2, 3, 4]. Эти задачи намного сложнее вышеуказанных. В этом случае не удастся получить замкнутые уравнения относительно статистических характеристик поля излучения. Задачам переноса в случайно-неоднородных средах посвящен ряд работ [5, 6, 7]. В настоящей работе предлагается новый способ их приближенного решения. В целях общности изложения мы не будем конкретизировать физические применения.

В пунктах 2, 3 рассматривается одномерная задача, а в пункте 4 — трехмерный случай аналогичной задачи.

2. Постановка задачи. Пусть в одномерной среде $[0, \tau_0) \subset [0, \infty)$ происходит когерентное изотропное рассеяние. Вероятность того, что квант поглощается на пути $\Delta \tau$ равна $\Delta \tau + 0$ ($\Delta \tau$) (при $\Delta \tau \rightarrow 0$).

Вероятность λ выживания кванта в каждой точке оптической глубины $\tau \in [0, \tau_0)$ является случайной величиной с плотностью распределения $\varphi(\lambda)$, $\lambda \in [0, 1]$. Строго говоря задан некоторый стационарный случайный процесс $\Lambda(\tau)$, $\tau \in [0, \tau_0)$ такой, что $0 \leq \Lambda(\tau) \leq 1$ при любом $\tau \in [0, \tau_0)$ со средним значением λ_0 .

Предположим, что ε радиус корреляции [4] случайной функции $\Lambda(\tau)$, $\tau \in [0, \tau_0)$ очень мало по сравнению с длиной свободного пробега кванта: $\varepsilon \ll 1$. Когда $|\tau - \tau'| > \varepsilon$, то корреляция между случайными величинами $\Lambda(\tau)$ и $\Lambda(\tau')$ очень ослабевает. Тогда можно считать, что случайные величины $\Lambda(\tau)$ и $\Lambda(\tau')$ просто независимы.

Обозначим через $f(\lambda, \lambda', |\tau - \tau'|)$ плотность углового распределения случайной величины $\Lambda(\tau)$ при угловии, что $\Lambda(\tau') = \lambda'$.

Будем говорить, что функция $g(x) \in [0, 1]$ равна функции $\hat{g}(x)$ с точностью ε^m , при $x \in A$, где $A \subseteq R^n$, а ε малый параметр, если

$$g(x) = \hat{g}(x) + O(\varepsilon^m), \quad m = 1, 2, \dots,$$

где

$$\frac{O(\varepsilon^m)}{\varepsilon^m} \rightarrow C \equiv \text{const при } \varepsilon \rightarrow 0.$$

Рассмотрим следующую задачу переноса и попытаемся ее решить путем применения вероятностного метода В. В. Соболева [1].

Пусть квант излучается в точке $\tau \in [0, \tau_0]$.

Обозначим через $P(\tau)$ вероятность того, что квант после ряда рассеяний выйдет из среды $[0, \tau_0]$ через границу $\tau = 0$. Наша основная задача — найти функцию $P(\tau)$, $\tau \in [0, \tau_0]$ с точностью ε^2 .

Функцию $P(\tau)$ можно представить в виде

$$P(\tau) = P_0(\tau) + \alpha(\tau)\varepsilon + O(\varepsilon^2), \quad (1)$$

где $P_0(\tau)$ можно определить из следующего интегрального уравнения

$$P_0(\tau) = \frac{1}{2} e^{-\tau} + \frac{\lambda_0}{2} \int_0^{\tau_0} e^{-|\tau-\tau'|} P_0(\tau') d\tau'. \quad (2)$$

Таким образом задача сводится к нахождению функции $\alpha(\tau)$.

3. Пусть квант был излучен в точке $\tau \in [0, \tau_0]$. Пусть $Q(\tau, \tau') d\tau'$ — вероятность наличия одной точки поглощения в интервале $(\tau', \tau' + d\tau')$ при условии, что остальные точки поглощения находятся вне этого интервала на расстоянии друг от друга больше, чем ε .

Функцию $Q_0(\tau, \tau')$ можно найти с точностью ε из следующего интегрального уравнения:

$$Q_0(\tau, \tau') = \frac{e^{-|\tau-\tau'|}}{2} + \frac{\lambda_0}{2} \int_0^{\tau_0} e^{-|\tau-\tau''|} Q_0(\tau'', \tau') d\tau''. \quad (3)$$

Обозначим через $P_1(\tau)$ вероятность выхода кванта из среды $[0, \tau_0]$ при условии, что все точки поглощения находятся на расстоянии друг от друга больше, чем ε , а через $P_2(\tau)$ — вероятность выхода кванта из среды $[0, \tau_0]$ при условии, что только две точки поглощения находятся на расстоянии друг от друга меньше, чем ε .

Функцию $P_1(\tau)$ можно определить с точностью ε^2 из следующего интегрального уравнения:

$$P_1(\tau) = \frac{e^{-\tau}}{2} + \frac{\lambda_0}{2} \int_{[0, \tau_0] \setminus S_\varepsilon} e^{-|\tau-\tau'|} d\tau' \left[P_1(\tau) - \lambda_0 \int_{S_\varepsilon} Q_0(\tau', \tau'') P_0(\tau'') d\tau'' \right], \quad (4)$$

где

$$S_\varepsilon = [\tau - \varepsilon, \tau + \varepsilon].$$

Представим функцию $P_1(\tau)$ в виде

$$P_1(\tau) = P_0(\tau) + \alpha_1(\tau)\varepsilon + O(\varepsilon^2). \quad (5)$$

Подставляя это выражение для $P_1(\tau)$ в интегральное уравнение (4), и учитывая (2), для функции $\alpha_1(\tau)$ получим следующее интегральное уравнение:

$$\alpha_1(\tau) = -\lambda_0 P_0(\tau) [1 + \lambda_0 Q_0(\tau, \tau)] + \frac{\lambda_0}{2} \int_0^{\tau_0} e^{-|\tau-\tau'|} z_1(\tau') d\tau'. \quad (6)$$

Функцию $P_2(\tau)$ ($\tau \in [0, \tau_0]$) можно определить прямым расчетом, выражая ее через известные функции $Q_0(\tau, \tau')$ и $P_0(\tau)$.

$$\begin{aligned} P_2(\tau) = & \frac{\lambda_0}{2} \int_{S_\tau} e^{-|\tau-\tau'|} P_0(\tau') d\tau' + \lambda_0 \int_{S_\tau} Q_0(\tau, \tau') P_0(\tau') d\tau' + \\ & + \int_0^{\tau_0} Q_0(\tau, \tau') d\tau' \int_0^1 \int_{S_\tau} \frac{\lambda'}{2} \lambda_0(\lambda', |\tau' - \tau''|) f(\lambda') d\lambda' e^{-|\tau' - \tau''|} P_0(\tau'') d\tau'' + \\ & + \int_0^{\tau_0} Q_0(\tau, \tau') d\tau' \int_0^1 \int_{S_\tau} \lambda' \lambda_0(\lambda', |\tau' - \tau''|) f(\lambda') Q_0(\tau, \tau'') P_0(\tau'') d\tau'' d\lambda'. \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь $\lambda_0(\lambda', |\tau - \tau'|)$ — условное среднее значение случайной величины $\Lambda(\tau'')$ при условии, что $\Lambda(\tau') = \lambda'$. Учитывая, что функцию $P_2(\tau)$ можно представить в виде

$$P_2(\tau) = z_2(\tau) \varepsilon + o(\varepsilon^2), \quad (8)$$

после простых выкладок получаем

$$\begin{aligned} z_2(\tau) = & \lambda_0 P_0(\tau) [1 + 2 Q_0(\tau, \tau)] + \\ & + \widehat{\lambda_0} \int_0^{\tau_0} Q_0(\tau, \tau') P_0(\tau') d\tau' + 2 \widehat{\lambda_0} \int_0^{\tau_0} Q_0(\tau, \tau') Q_0(\tau', \tau') P_0(\tau') d\tau', \end{aligned} \quad (9)$$

где $\widehat{\lambda_0} \equiv \text{const}$ — усредненное значение функции $h(|\tau' - \tau''|)$, на отрезке S_τ , где

$$h(|\tau' - \tau''|) = \int_0^1 \lambda' \lambda_0(\lambda', |\tau' - \tau''|) f(\lambda') d\lambda'.$$

Из определения функций $P(\tau)$, $P_1(\tau)$ и $P_2(\tau)$ следует, что

$$P(\tau) = P_1(\tau) + P_2(\tau) + o(\varepsilon^2). \quad (10)$$

Из формул (1), (5), (8) и (10) следует, что

$$\alpha(\tau) = \alpha_1(\tau) + z_2(\tau). \quad (11)$$

Таким образом, мы можем определить функцию $\alpha(\tau)$ из равенства (11).

Указанный способ приближенного решения рассмотренной одномерной задачи можно применить для решения аналогичных задач в трехмерном случае.

4. Трехмерный случай. Пусть на границе $z=0$ изотропно-рассеивающего плоского слоя $G = R^2 \times [0, z_0]$ с оптической толщиной z_0 задана

декартова система координат (x, y) , где x, y измеряются в единицах оптической толщины. Будем предполагать, что задано некоторое однородно - изотропное поле $\lambda = \Lambda(x, y, z)$, $(x, y, z) \in G$, такое, что радиус корреляции ε случайного поля мал по сравнению со средней длиной свободного пробега кванта, то есть $\varepsilon \ll 1$. Таким образом, вероятность выживания кванта λ в каждой точке является случайной величиной с плотностью распределения $\varphi(\lambda)$, $\lambda \in [0, 1]$. Предположим, что существует плотность условного распределения $f(\lambda, \lambda', |r - r'|)$ случайной величины $\Lambda(x, y, z)$ при условии, что $\Lambda(x', y', z') = \lambda'$, где $|r - r'| = \sqrt{(x - x')^2 + (y - y')^2 + (z - z')^2}$.

Пусть квант был излучен в точке $(0, 0, z) \in G$. Обозначим через $P(x, y, z) dx dy$ вероятность выхода кванта из среды через прямоугольник $[x, x + dx; y, y + dy]$ границы $z = 0$, а через $P_1(x, y, z) dx dy$ -- вероятность выхода кванта при дополнительном условии, что все точки поглощения находятся друг от друга на расстоянии большем, чем ε . $P_2(x, y, z) dx dy$ -- вероятность выхода кванта при условии, что только две точки поглощения находятся на расстоянии друг от друга меньшем, чем ε . Как и в одномерном случае справедливы равенства:

$$P(x, y, z) = P_1(x, y, z) + P_2(x, y, z) + O(\varepsilon^2), \quad (12)$$

$$P(x, y, z) = P_0(x, y, z) + \alpha(x, y, z)\varepsilon + O(\varepsilon^2), \quad (13)$$

$$P_1(x, y, z) = P_0(x, y, z) + \alpha_1(x, y, z)\varepsilon + O(\varepsilon^2), \quad (14)$$

$$P_2(x, y, z) = \alpha_2(x, y, z)\varepsilon + O(\varepsilon^2), \quad (15)$$

где функция $P_0(x, y, z)$ удовлетворяет интегральному уравнению Пайерлса (см. [1])

$$P_0(x, y, z) = \frac{ze^{-r}}{4\pi r^3} + \frac{\lambda_0}{4\pi} \int_0^{z_0} dz' \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-|r-r'|}}{(r-r')^2} P_0(x', y', z') dx' dy'. \quad (16)$$

$$\text{Здесь } r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}, \text{ а } \lambda_0 = \int_0^1 \lambda \varphi(\lambda) d\lambda.$$

Теперь составим интегральное уравнение для функции $P_1(x, y, z)$:

$$P_1(x, y, z) = \frac{ze^{-r}}{4\pi r^3} + \frac{\lambda_0}{4\pi} \iiint_{G \setminus S(x, y, z)} \frac{e^{-|r-r'|}}{|r-r'|^2} P_1(x', y', z') dx' dy' dz', \quad (17)$$

где $r' = \sqrt{(x')^2 + (y')^2 + (z')^2}$, а $S(x, y, z)$ -- шар радиуса ε с центром в точке $(x, y, z) \in G$.

Учитывая уравнения (14) и (16) уравнение (17) можно переписать в виде

$$a_1(x, y, z) = -\lambda_0 P_0(x, y, z) + \frac{\lambda_0}{4\pi} \iiint_G \times \\ \times \frac{e^{-|r-r'|}}{(r-r')^2} a_1(x', y', z') dx' dy' dz'. \quad (18)$$

В дальнейшем нам понадобится функция $Q(\cdot, \cdot, \cdot)$, где $Q(x, y, z; x', y', z')$ представляет собой вероятность того, что излученный в точке $(x, y, z) \in G$ квант будет поглощен в объеме $[x', x' + dx; y', y' + dy; z', z' + dz]$ при условии, что все точки поглощения находятся на расстоянии друг от друга большем, чем ε . Функцию $Q(\cdot, \cdot, \cdot)$, с точностью до ε , можно найти из следующего интегрального уравнения:

$$Q_0(x, y, z; x', y', z') = \frac{e^{-r}}{4\pi(r-r')^2} + \\ + \frac{\lambda_0}{4\pi} \int_0^{z_0} dz'' \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-|r-r''|}}{(r-r'')^2} Q_0(x'', y'', z'', x', y', z') dx'' dy'', \quad (19)$$

где $|r-r'| = \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2}$.

Второй член уравнения (12) можно найти по формуле

$$P_2(x, y, z) = \frac{\lambda_0}{4\pi} \iiint_{S(x, y, z)} \frac{e^{-|r-r'|}}{(r-r')^2} P(x', y', z') dx' dy' dz' + \\ + \int_G \int_G [Q_0(0, 0, z_0, x' y' z') \int_0^1 \lambda \varphi(\lambda) d\lambda \iiint_{S(x, y, z)} \frac{e^{-|r'-r''|}}{4\pi|r'-r''|^2} \times \\ \times P(x-x'', y-y'', z'') \int_0^1 \lambda' f(\lambda', \lambda, |r-r'|) d\lambda' dx'' dy'' dz''] dx' dy' dz'. \quad (20)$$

После некоторых простых преобразований получаем

$$a_2(x, y, z) = \lambda_0 P(x, y, z) + \\ + \hat{\lambda}_0 \int_0^{z_0} dz' \int_{-\infty}^{\infty} Q_0(0, 0, z, x', y', z') P(x-x', y-y', z') dx' dy', \quad (21)$$

где $\hat{\lambda}_0 \equiv \text{const}$ — усредненная величина функции

$$h(|r-r'|) = \int_0^1 \int_0^1 \lambda \lambda' f(\lambda, \lambda', |r-r'|) \varphi(\lambda) d\lambda' d\lambda \quad (22)$$

на множестве $S(x, y, z)$.

Как в одномерном, так и в трехмерном случаях мы решили задачи с точностью ε^2 .

ЛИТЕРАТУРА

1. Иванов В. В. «Перенос излучения и спектры небесных тел». Изд. Наука, М., 1969.
2. Енибарян Н. Б., Никозосян А. Г. Сб. Звезды, туманности, галактики, Ереван, 1969.
3. Апресян Л. А., Кравцов Ю. А. «Теория переноса излучения». Изд. Наука, М., 1983.
4. Рытов С. М., Кравцов О. А., Татарский В. И. Введение в стохастическую радиофизику, т. II. Изд. Наука, М., 1978.
5. Кацев И. А. Изв. АН СССР, ФАО, 17, 725 (1981).
6. Варданян Р. С. Изв. АН АрмССР, Физика, 21, 184 (1986).
7. Варданян Р. С. Астрофизика, 24, 549 (1986).

ՏԵՂԱՓՈԽՄԱՆ ՄԻ ԽՆԴԻՐ՝ ՄԻՋԱՎԱՅՐԻ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՊԱՏԱՀԱՎԱՆ ՓՈՓՈԽՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԴԵՊՔՈՒՄ

Մ. Հ. ԱՎԵՏԻՍՅԱՆ

Աշխատանքում դիտարկվում է տեղափոխման մի խնդիր, երբ միջավայրի հատկությունները ենթարկվում են պատահական փոփոխությունների Առաջարկվում է խնդրի լուծման նոր եռանակ ինչպես միաչափ, այնպես էլ եռաչափ դեպքում:

ON ONE PROBLEM OF TRANSFER UNDER RANDOM VARIATIONS OF LOCAL PROPERTIES OF A MEDIUM

M. G. AVETISYAN

A problem of transfer under random variations of local properties of a medium is considered and a new method of approximate solution of the problem is proposed both in one-dimensional and three-dimensional case.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 24, вып. 4, 187—192 (1980)

УДК 621.373.42:535.231.4:534—14(—6/—8)

АВТОКОЛЕБАНИЯ КВАДРУПОЛЬНО ИЗЛУЧАЮЩЕЙ МАКРОЧАСТИЦЫ В ТУРБУЛЕНТНОЙ ГАЗОВОЙ СРЕДЕ

Г. М. АЙВАЗЯН

Институт радиофизики и электроники АН АрмССР

(Поступила в редакцию 20 января 1988 г.)

Рассматривается турбулентная газовая среда, в которой заряженная жидкая капля перемещается с ускорением и излучает квадрупольно. Получено уравнение движения капли для малых колебаний. Показано, что уравнение движения для определенных условий имеет автоколебательное решение.

Пусть заряженная макрочастица имеет размеры и свойства облачной капли, т. е. характеризуется сферическим распределением зарядов и способностью осциллировать под действием сил поверхностного натяжения.

Как в одномерном, так и в трехмерном случаях мы решили задачи с точностью ε^2 .

ЛИТЕРАТУРА

1. Иванов В. В. «Перенос излучения и спектры небесных тел». Изд. Наука, М., 1969.
2. Енибарян Н. Б., Никозосян А. Г. Сб. Звезды, туманности, галактики, Ереван, 1969.
3. Апресян Л. А., Кравцов Ю. А. «Теория переноса излучения». Изд. Наука, М., 1983.
4. Рытов С. М., Кравцов О. А., Татарский В. И. Введение в стохастическую радиофизику, т. II. Изд. Наука, М., 1978.
5. Кацев И. А. Изв. АН СССР, ФАО, 17, 725 (1981).
6. Варданян Р. С. Изв. АН АрмССР, Физика, 21, 184 (1986).
7. Варданян Р. С. Астрофизика, 24, 549 (1986).

ՏԵՂԱՓՈԽՄԱՆ ՄԻ ԽՆԴԻՐ՝ ՄԻՋԱՎԱՅՐԻ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՊԱՏԱՀԱՎԱՆ ՓՈՓՈԽՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԴԵՊՔՈՒՄ

Մ. Հ. ԱՎԵՏԻՍՅԱՆ

Աշխատանքում դիտարկվում է տեղափոխման մի խնդիր, երբ միջավայրի հատկությունները ենթարկվում են պատահական փոփոխությունների Առաջարկվում է խնդրի լուծման նոր եռանակ ինչպես միաչափ, այնպես էլ եռաչափ դեպքում:

ON ONE PROBLEM OF TRANSFER UNDER RANDOM VARIATIONS OF LOCAL PROPERTIES OF A MEDIUM

M. G. AVETISYAN

A problem of transfer under random variations of local properties of a medium is considered and a new method of approximate solution of the problem is proposed both in one-dimensional and three-dimensional case.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 24, вып. 4, 187—192 (1980)

УДК 621.373.42:535.231.4:534—14(—6/—8)

АВТОКОЛЕБАНИЯ КВАДРУПОЛЬНО ИЗЛУЧАЮЩЕЙ МАКРОЧАСТИЦЫ В ТУРБУЛЕНТНОЙ ГАЗОВОЙ СРЕДЕ

Г. М. АЙВАЗЯН

Институт радиофизики и электроники АН АрмССР

(Поступила в редакцию 20 января 1988 г.)

Рассматривается турбулентная газовая среда, в которой заряженная жидкая капля перемещается с ускорением и излучает квадрупольно. Получено уравнение движения капли для малых колебаний. Показано, что уравнение движения для определенных условий имеет автоколебательное решение.

Пусть заряженная макрочастица имеет размеры и свойства облачной капли, т. е. характеризуется сферическим распределением зарядов и способностью осциллировать под действием сил поверхностного натяжения.

В турбулентной газовой среде на каплю действуют силы, приводящие к ее деформации и к колебаниям вокруг сферической формы. В работе показано, что именно воздействие турбулентного потока на каплю и тормозящие силы вязкости приводят к устойчивому автоколебанию заряженной капли и к излучению энергии определенной частоты. Таким образом турбулентность среды будет косвенно проявляться в поверхностных колебаниях формы капли. Изучая эти колебания, например, с помощью собственного излучения капли или рассеянием радиации колеблющейся каплей можно получить метод исследования режима турбулентности среды.

§ 1. Уравнения движения

Пусть начало системы координат помещено в центр капли и капля перемещается в газовой среде с относительной скоростью $V_{rf} = V_f - V_p$, где V_f — скорость газа, V_p — скорость частицы. Рассмотрим два отдельных случая: равномерно-поступательного и турбулентного движения газа.

Первый случай: при равномерно-поступательном движении газа уравнения движения капли запишутся [1] в виде

$$\left. \begin{aligned} -\text{grad } p_g + \mu \Delta V_{rf} &= 0 \\ \text{div } V_{rf} &= 0 \end{aligned} \right\}, \quad (1)$$

p_g — гидростатическое давление, μ — динамический коэффициент вязкости в пуазах. Решение данной системы уравнений в [1] приводит к нахождению сил деформации — T , действующих со стороны газа на каплю. Направление потока и сил деформации изображены на рис. 1а. Легко ви-

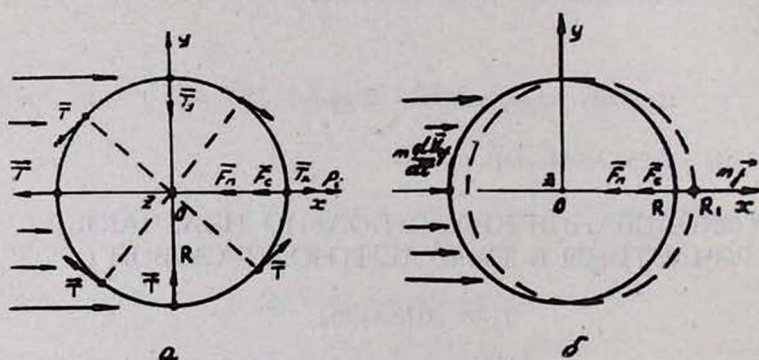


Рисунок. Силы, действующие на каплю при движении в газовом потоке: а) при равномерно-поступательном движении газа, б) при турбулентном движении газового потока.

деть, что при заданном направлении движения газа внутреннее давление в капле уравнивается силой деформации T , или силой вязкого сопротивления F_c и силой поверхностного натяжения F_n . Для направления потока вдоль оси x :

$$p_i = F_n / S - F_c / S' = \frac{2\sigma}{R_x} - \frac{5}{2} \mu D, \quad (2)$$

где p_i — внутреннее давление в капле, σ — поверхностное натяжение, R_x — средний радиус кривизны капли вдоль оси x , D — угловая скорость вращения газа в сек^{-1} , S — площадь поверхности капли, куда приложена сила. В [1] показано, что при равномерном движении газа $F_c \ll F_n$ и силы вязкости не могут деформировать форму капли. Только лишь инерционные силы способны изменить форму капли.

Второй случай: рассмотрим турбулентное движение газа при условии, что весом капли можно пренебречь. В дополнение к первому случаю на каплю действует инерционная сила турбулентного потока — $m \frac{dV_{rf}}{dt}$, вызывающая ускорение поступательного движения капли j (см. рис. 16). В этом случае уравнение движения капли вдоль оси x запишется [1—4] в

$$\text{виде} \quad m \frac{dV_{rf}}{dt} = -F_c - F_n + mj, \quad (3)$$

где m — масса капли. Рассмотрим каждый из членов уравнения (3) в отдельности с учетом турбулентного режима движения:

1. В работе [4] рассматривается стохастическое уравнение капли в потоке газа, где V_{rf} (3) представляется в виде

$$V_{rf} = u_0 + u'. \quad (4)$$

Здесь u_0 — систематическая составляющая, а u' — флуктуационная составляющая скорости капли. Подставив (4) в основное уравнение (3), в [4] получены два уравнения: первое — для систематической, а второе — для флуктуационной составляющих скорости капли. Выше мы убедились, что систематическая составляющая скорости не может привести к деформации формы капли. Поэтому нас будет интересовать только второе уравнение:

$$\frac{\partial u'}{\partial t} + [(u_0 + u') \nabla] u' = - (u' \nabla) u_0 - F_c / m - F_n / m + j. \quad (5)$$

Поскольку система координат движется с каплей, то любая неоднородность пространственного движения воспринимается каплей, как неоднородность относительно времени, т. е. u_0 и u' зависят только от времени, поэтому второй член слева и первый член справа в (5) равны нулю. Скорость газа $v(r, t)$ (см. [4]) входит в первое уравнение для систематической составляющей скорости капли. Таким образом, в уравнении (5) слева будем

иметь только $\frac{\partial u'}{\partial t}$:

$$\frac{\partial u'}{\partial t} = -F_c / m - F_n / m + j. \quad (6)$$

2. Если движение газа турбулентное, то сила вязкого сопротивления газа F_c в (3) при числе Рейнольдса $Re \gg 1$ не будет подчиняться закону Стокса [1], т. е. не будет линейной зависимости F_c от u' . В этом случае очень трудно вычислить сопротивление неустановившегося режима течения. В работе [1] рассмотрена квадратичная зависимость силы сопротив-

ления от u' , хотя можно было рассмотреть и иную зависимость. В нашем случае рассмотрена кубическая зависимость:

$$F_c / m = C_x(\mu) \cdot K \cdot (u')^3 = \varepsilon (u')^3, \quad (7)$$

$$\varepsilon = C_x(\mu) \cdot \frac{\pi R^2}{2V}, \quad (8)$$

где $C_x(\mu)$ — коэффициент сопротивления среды при установившемся режиме течения, который зависит от числа Re [1], K — численный множитель, V — объем капли.

3. Сила F_n в (3) связана с поверхностным натяжением капли (2) по формуле

$$F_n = \frac{2\sigma S}{R}. \quad (9)$$

Согласно рис. 16 сила поверхностного натяжения пропорциональна смещению x вдоль радиуса капли и выступает в виде упругой силы, восстанавливающей сферическую форму капли после малой деформации ее от R до R_1 . Фактически имеет место малое колебание формы капли около положения равновесия. Поэтому, по аналогии с упругой силой в механике для малых колебаний [5]

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = -\frac{k}{m} x = -\omega^2 x, \quad (10)$$

для силы поверхностного натяжения из (9) можно записать:

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = -\frac{2\sigma S'}{Rm} = -\frac{2\sigma S}{R^2 m} x, \quad (11)$$

поскольку смещение x при деформации мало и R мало отличается от R_1 . Выше: k — коэффициент упругости или коэффициент пропорциональности

между рассматриваемой силой и смещением, $\omega = \sqrt{\frac{k}{m}} = \frac{2\pi}{T} = 2\pi f$ — круговая частота собственных колебаний, T — период и f — частота колебаний. Правые части уравнений (10) и (11) эквивалентны, поэтому

$$F_n / m = \frac{d^2 x}{dt^2} = -\frac{2\sigma S}{R^2 m} x = -\omega^2 x, \quad (12)$$

$$\omega = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{2\sigma S}{m}}. \quad (13)$$

4. Если движение газа турбулентное и число $Re \gg 1$, то в газе действуют мгновенные ускорения, причем очень большие, которые приводят к пульсации скорости капли [1]. Действительно, если $R \ll \lambda$, где λ — наименьший линейный размер турбулентности, то капля в движении будет повторять неоднородное течение газа. Однако из-за того, что плотность капли намного больше плотности газа, будет различие в скорости движения капли и газа. Скорость капли будет хаотически пульсировать относительно среднего значения, ускорение капли будет отличаться от нуля и бу-

дет принимать почти постоянное значение в течение времени τ , где τ — временной масштаб турбулентности [1]. Если j — мгновенное ускорение капли, тогда она связана с флуктуационной пульсирующей скоростью капли u' соотношением [1]:

$$j = \frac{9 \nu}{2 R^2 (1 - \rho/\rho_0)} u' = \kappa u', \quad (14)$$

$$\kappa = \frac{9 \nu}{2 R^2 (1 - \rho/\rho_0)}, \quad (15)$$

где $\nu = \mu/\rho_0$ — в стоксах, ρ_0 — плотность газа. Таким образом (14) характеризует инерционную силу поступательного движения турбулентности, которая не зависит от относительного движения газа и капли, а определяется только характером турбулентности.

Таким образом, подставив в (6) формулы (7), (12) и (14), уравнение (3), для флуктуирующей составляющей скорости газа представится в виде

$$\frac{\partial u'}{\partial t} = \frac{\partial^2 x}{\partial t^2} = -\omega^2 x - \varepsilon (u')^3 + \kappa u'. \quad (16)$$

§ 2. Решение нелинейного уравнения

Уравнение (16) нелинейное, поэтому можно рассмотреть приближенное его решение методом Ван дер-Поля (метод переменной амплитуды) [6]. Решение (16) будем искать в виде:

$$x(t) = A(t) \cdot \cos \omega t, \quad (17)$$

где $A(t)$ — медленно меняющаяся функция от времени, а математическое выражение этого условия есть [6]:

$$\frac{\partial A}{\partial t} \ll \omega A \quad \text{или} \quad \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} \ll \omega^2 A. \quad (18)$$

Подставив (17) в (16) и учитывая (18), получим

$$\begin{aligned} -2 \frac{\partial A}{\partial t} \omega \sin \omega t + \kappa \omega A \sin \omega t - \varepsilon' \omega^3 A^3 \sin \omega t = \\ = \frac{\varepsilon}{4} \omega^3 A^3 \sin 3\omega t, \end{aligned} \quad (19)$$

$$\varepsilon' = \frac{3}{4} \varepsilon.$$

Полагая, что в (19) можно пренебречь членом с тройной частотой (Доказано Мандельштамом и Папалекси [6]), получим

$$(-2 \frac{\partial A}{\partial t} \omega - \varepsilon' \omega^3 A^3 + \kappa \omega A) \sin \omega t = 0. \quad (20)$$

Отсюда следует уравнение для амплитуды автоколебательного процесса

$$2 \frac{\partial A}{\partial t} + \varepsilon' \omega^2 A^3 - \kappa A = 0. \quad (21)$$

Решение этого уравнения приводит к выражению [6]:

$$A = \left[\frac{1}{c} - \frac{(b^2 - c)}{c b^2} \cdot e^{-t/\tau} \right]^{-1/2} \quad (22)$$

где $c = \chi/\varepsilon' \omega^2$, b — начальная амплитуда.

При $t \rightarrow \infty$ из (22) получим амплитуду стационарного автоколебательного режима

$$A = \left[\frac{1}{c} \right]^{-1/2} = \frac{1}{\omega} \sqrt{\frac{\chi}{\varepsilon'}} = \sqrt{\frac{R}{2 \sigma S}} \sqrt{\frac{\chi}{\varepsilon'}} \quad (23)$$

Как и следовало ожидать, амплитуда автоколебания формы капли прямо пропорциональна параметру инерционного ускорения капли и обратно пропорциональна параметру вязкого сопротивления среды.

Исследование уравнения (16) на устойчивость показало, что решение автоколебательного уравнения устойчиво, правда, для определенных условий. Эта часть работы будет опубликована отдельно.

ЛИТЕРАТУРА

1. Фортве А. Механика суспензий, Изд. Мир, М., 1971.
2. Хинце И. О. Турбулентность, ГИЗФМЛ, М., 1963.
3. Джексон Дж. Классическая электродинамика, Изд. Мир, М., 1965.
4. Седунов Ю. С. Известия АН СССР, серия геофизическая, № 7, 1093, 1964.
5. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика, Изд. Наука, М., 1965.
6. Стрелков С. П. Введение в теорию колебаний, ГИТТЛ, М., 1951.

ՄԻՐԿԱՅԻՆ ԳԱԶԱՅԻՆ ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՒՄ ՔՎԱԴՐՈՒՊՈՒ ԶԱՌԱԳԱՅՐՈՂ ՄԱԿՐՈՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ԻՆՔՆԱՏԱՆՈՒՄՆԵՐԸ

Հ. Մ. ԱՅՎԱԶՅԱՆ

Ուսումնասիրվում է մրրկային գազային միջավայր, որի մեջ լիցքավորված հեղուկ կաթիլը շարժվում է արագացումով և քվադրոպոլ ճառագայթում է արձակում: Կաթիլի փոքր տատանման համար ստացված է շարժման ահավասարում: Ցույց է տրված, որ որոշակի պայմաններում շարժման հավասարումը ունի կայուն ինքնատատանողական լուծում:

SELF-EXCITED OSCILLATIONS OF A QUADRUPOLE-RADIATING MACROSCOPIC PARTICLE IN A TURBULENT GASEOUS MEDIUM

G. M. AJVAZIAN

A turbulent gaseous medium is considered, in which a charged liquid drop is moving with acceleration and emits quadrupole radiation. The equation of motion is obtained for small-amplitude oscillations of the drop, and it is shown that under certain conditions this equation has a solution in form of stable self-maintained oscillations.

УДК 621.384.6.08:535.51

АППАРАТУРА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ СТЕПЕНИ ПОЛЯРИЗАЦИИ ПРОТОНОВ В ПОЛЯРИЗОВАННОЙ МИШЕНИ

А. М. СИРУНЯН, С. С. СТЕПАНЯН

Ереванский физический институт

(Поступила в редакцию 25 января 1989 г.)

Описана аппаратура для измерения степени поляризации протонов в поляризованной мишени. Обсуждается возможность автоматизированного управления от ЭВМ основными параметрами измерителя поляризации.

На ускорителе ЕрФИ введена в действие поляризованная протонная мишень ХФТИ [1]. Установка используется в экспериментах по изучению поляризационных параметров Σ , P и T в реакциях фоторождения пионов [2, 3]. Достигнута стабильная работа мишени в течение длительного времени и получена поляризация протонов не хуже 75%. Определение степени поляризации в поляризованной мишени осуществляется измерением интегральной интенсивности спектра поглощения ядерного магнитного резонанса (ЯМР) [4].

В настоящей работе описывается созданный нами комплекс аппаратуры для измерения степени поляризации в составе последовательного Q -метра постоянного тока с фазовой автоподстройкой частоты входного контура и накопителем спектра ЯМР [5], регистратора формы ЯМР-сигналов [6] с автоматизированным управлением коэффициента усиления УНЧ, системы дистанционного управления работой Q -метра и обсуждается возможность программного управления от ЭВМ основными параметрами Q -метра (перестройка частоты генератора и входного контура).

Общее описание системы измерения поляризации

Блок-схема системы измерения степени поляризации приведена на рис. 1. На приемный последовательный колебательный контур, состоящий из варикапа, коаксиального кабеля длиной $3/2\lambda$ и катушки индуктивности (внутри которой помещается контейнер с веществом) прикладывается радиочастотный сигнал генератора ВЧ. Высокочастотные колебания с контура, промодулированные сигналом ЯМР-поглощения и частотной характеристикой контура, усиливаются широкополосным усилителем до уровня линейного детектирования. В схеме предусмотрена автоматическая подстройка контура (АПК). На АПК подаются через фазовращатель радиочастотный сигнал генератора и напряжение, снимаемое с УВЧ. С помощью напряжения обратной связи, подаваемого на варикап в цепи приемного контура, компенсируется расстройка контура, достигается равенство нулю фазового сдвига между колебаниями на контуре и генератором ВЧ. При включении АПК частота контура всегда равна частоте радиочастотного

генератора в диапазоне девиации частоты, что приводит к компенсации частотной характеристики контура. После детектирования сигнал подается на вход УНЧ (1), где суммируется с сигналом из формирователя дуги, для полной компенсации остаточной характеристики измерительного контура Q -метра (параболы). Далее проходя предварительное усиление с коэффициентом усиления $K_{yc} = 10$, сигнал подается на вход УНЧ (2) с калиброванным аттенуатором. Наряду с этим усилителем, работающим в дискретном режиме ($K_{yc} = 1 \div 200$), нами разработана схема УНЧ с ре-

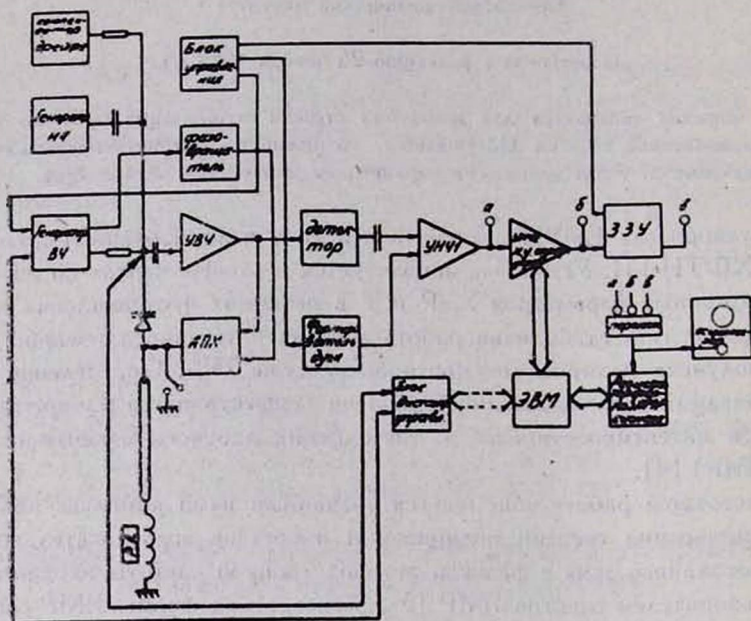


Рис. 1. Блок-схема аппаратуры для измерения степени поляризации.

гулируемым от ЭВМ коэффициентом усиления (см. ниже). Для накопления низкочастотных сигналов ЯМР используется схема зарядно-запоминающего устройства (ЗЗУ), с помощью которой производится непрерывное суммирование разверток всего спектра ЯМР, разбитых на равные временные интервалы. Использование в этой схеме временной фильтрации позволило значительно улучшить отношение сигнал шум всей системы измерения. Элемент компенсатор дрейфа осуществляет автоматическое поддержание формы скомпенсированной нулевой линии. Генератор НЧ с частотой 10 кГц служит для настройки приемного контура на центральную частоту. В схеме имеется блок управления, обеспечивающий синхронизацию элементов системы измерения поляризации с прохождением сигнала ЯМР. Передача сигнала для выдачи информации на ЭВМ или для наблюдения на осциллографе с точек а, б, в по мере необходимости (см. рис. 1) производится через регистратор формы ЯМР-сигналов с широким динамическим диапазоном. Поскольку Q -метр установлен в непосредственной близости от поляризованной мишени, которая эксплуатируется в условиях повышенной радиационной опасности, управление отдельными блоками измерителя поляризации (настройка частоты ЯМР и подстройка контура)

осуществляется дистанционно на удалении 70 м посредством блока дистанционного управления. В дальнейшем предусматривается автоматизировать процесс управления через ЭВМ. Принципиальные схемы выше отмеченных элементов приведены в работах [1, 3, 6].

Программно-управляемый усилитель НЧ и регистратор формы ЯМР сигналов

Продетектированный сигнал ЯМР-поглощения предварительного усиления поступает на вход УНЧ (2), который управляется от ЭВМ. На рис. 2 приведена принципиальная схема усилителя. Это усилитель НЧ с регулируемым коэффициентом усиления, значение которого устанавливается записываемым в буферный регистр кодом. Регистр реализован на двух микросхемах К589ИР12. Собственно усилители НЧ выполнены на микросхемах ЦАП (572ПА1Б) и операционном усилителе 140УД14А. Абсолютное

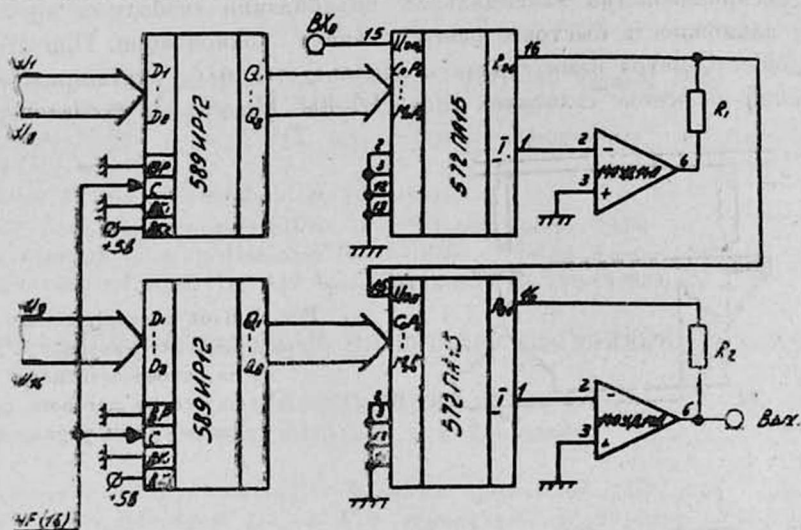


Рис. 2. Схема усилителя НЧ с регулируемым коэффициентом усиления.

значение коэффициента усиления зависит от величины сопротивлений R_1 , R_2 и $R_{o.c.}$ ЦАП-а. По команде NF (16) происходит запись цифрового кода через магистраль КАМАК в регистры. Изменяя значение кода буферного регистра можно варьировать $K_{ус}$ в пределах 0—90 дБ от величины максимального усиления. Тем самым, проводя калибровочные измерения в условиях тепловой и динамически усиленной поляризации, программным способом подбирается значение требуемого коэффициента усиления.

Для измерения степени поляризации нами используется техника цифрового накопления и усреднения сигналов ЯМР. Ввод сигналов НЧ в ЭВМ осуществляется через регистратор формы ЯМР-сигналов, изготовленный в стандарте КАМАК [6], где реализован простой способ привязки к началу развертки ЯМР, его преобразования в цифровую форму и записи в собственную память. Для управления работой в схеме регистратора ис-

пользовались строб-импульсы длительностью не более 1 мкс с частотой повторения 50 кГц. Длительность развертки сигнала ЯМР-поглощения составляла 7,5 мс. Для обеспечения масштаба преобразования ЯМР-сигнала в пределах ± 10 В использовался калиброванный аттенуатор. Накопление и обработка информации с измерителя поляризации производится на линии связи ЭВМ Э-100/25. После поступления сигнала готовности происходит аналого-цифровое преобразование сигнала ЯМР и его запись в память регистратора. По окончании преобразования ЭВМ принимает массив данных и поразрядно суммирует с данными, находящимися в ее памяти. Процедура накопления повторяется заданное число раз.

Автоматизация управления параметрами Q-метра

Диагностика, контроль и управление основными параметрами поляризованной мишени осуществляется дистанционно. Установка [1] обеспечивает воспроизводство максимальной поляризации свободных протонов и имеет возможность быстрого реверса знака поляризации. При этом для настройки Q-метра нами создан и используется блок дистанционного управления на основе сельсинов типа НД-404. На рис. 3а схематически по-

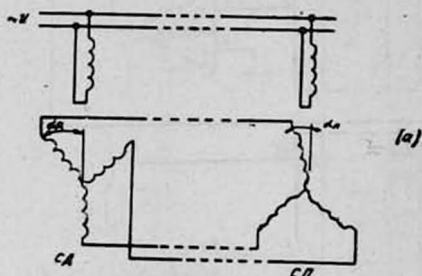
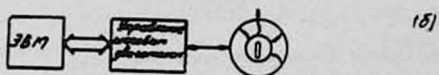


Рис. 3 Блок дистанционного управления работой Q-метра:

- а) на основе сельсинов;
- б) на основе шагового двигателя с программным управлением.



казан принцип работы сельсинов в дистанционной системе передачи угла вращения потенциометрам (СД-сельсин датчик, СП-сельсин приемник). К обмоткам возбуждения сельсинов приложено напряжение $U = 110$ В. В согласованном положении, когда обмотки возбуждения СД и СП одинаково ориентированы, токи в цепях равны нулю. При рассогласовании СД и СП на угол $(\alpha_{\text{Д}} - \alpha_{\text{П}})$ возникает синхронизирующий вращающий момент и вал сельсина СП поворачивается на тот же угол. В нашей схеме используется три пары сельсинов, с помощью которых дистанционно осуществляются следующие операции по управлению Q-метром: перестройка частоты генератора ВЧ, настройка входного контура и блока формирователя дуги.

С целью повышения эффективности установки поляризованной мишени при проведении экспериментов на ускорителе ЕрФИ нами был выполнен первый этап работ по созданию подсистемы автоматизации сбора и об-

работки информации с измерителя поляризации на базе ЭВМ Э-100/25 [6], что обеспечило точность измерения поляризации протонов не хуже $\pm 7\%$. Данная система была использована в дважды поляризационном эксперименте по фоторождению π^0 -мезонов [7] и показала высокую надежность в продолжительных экспериментах. Следующим этапом предусматривается выполнить работы по автоматизации управления параметрами Q-метра, т. е. заменить имеющееся дистанционное управление на управление ЭВМ. Для этого необходим переход на шаговые двигатели (ШД) с программным управлением. На рис. 36 приведена схема управления ШД от ЭВМ. Коммутирующим звеном является блок управления, выпускаемый отечественной промышленностью типа (S—МД) МУШД (в стандарте КАМАК). Модуль предназначен для управления трех или четырехфазными ШД. Дальнейшее уточнение задачи по автоматизации будет проводиться по мере приобретения ШД.

ЛИТЕРАТУРА

1. Асатурян М. М. и др. Препринт ЕФИ—810 (37)—85, Ереван, 1985.
2. Асатурян М. М. и др. Письма в ЖЭТФ, 44, 266 (1986).
3. Асатурян М. М. и др. ВАНТ, серия: Техника физического эксперимента, вып. 4 (30), с. 3, 1986.
4. Petricek V. Nucl. Instr. Meth., 58, 111 (1968).
5. Баян Г. А. и др. Препринт ЕФИ—740 (55)—84, Ереван, 1984.
6. Голендухин А. А. и др. Препринт ЕФИ—1074 (37)—88, Ереван, 1988.
7. Вартапетян Г. А. и др. Изв. АН АрмССР, Физика, 23, 299 (1988).

ԲԵՎԵՌԱՑՎԱԾ ԹԻՐԱԽՆԵՐՈՒՄ ՊՐՈՏՈՆՆԵՐԻ ԲԵՎԵՌԱՑՄԱՆ ԱՍՏԻՃԱՆԻ

ՉԱՓՄԱՆ ՀԱՄԱՐ ՍԱՐՔ

Ա. Մ. ՍԻՐՈՒՆՅԱՆ, Ս. Ս. ՍՏԵՓԱՆՅԱՆ

Նկարագրված է սարք բևեռացված թիրախում պրոտոնների բևեռացման աստիճանի չափման համար: Քննարկվում է է. Հ. Մ.-ի միջոցով բևեռացման չափիչի հիմնական պարամետրերի ավտոմատացված ղեկավարում:

INSTRUMENTATION FOR MEASURING THE POLARIZATION DEGREE OF PROTONS IN A POLARIZED TARGET

A. M. SIRUNYAN, S. S. STEPANYAN

An instrumentation for measuring the polarization degree of protons in a polarized target is described. The possibility of on-line control of main parameters of polarization measurements is discussed.

УДК 539.107.49

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ РЕГИСТРАЦИИ МЕССБАУЭРОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ МНОГОПРОВОЛОЧНЫМ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ДЕТЕКТОРОМ ЧАСТИЦ

А. Р. МКРТЧЯН, С. М. ГУКАСЯН, Л. А. КОЧАРЯН,
А. К. АНАНИКЯН, А. Р. АРАКЕЛЯН, Э. С. МАРТИРОСЯН

Институт прикладных проблем физики АН АрмССР

(Поступила в редакцию 30 марта 1989 г.)

Приведены результаты исследования рабочих характеристик многопроволочного диэлектрического детектора (МДД) частиц при регистрации мёссбауэровского излучения от радиоактивного источника ^{57}Co . Получено, что МДД с рабочим веществом из пористого KBr с эффективностью $\approx 80\%$ регистрирует резонансные гамма-кванты при отношении эффективностей регистрации резонансных квантов к высокоэнергетическому фону $\sim 10^3$, что позволяет использовать МДД в мёссбауэровских исследованиях без дискриминации фона электронными методами.

Энергетический диапазон мёссбауэровских гамма-квантов составляет $\sim 10^3$ — 10^5 эВ и для выделения из этого диапазона резонансных квантов обычно требуется хорошая дискриминация по энергиям, что накладывает жесткие требования на применяемую систему регистрации и особенно на детекторы. Из широкого круга известных детекторов для этой цели применяются в основном сцинтилляционные счетчики с хорошими спектрметрическими характеристиками и редко—многопроволочные пропорциональные камеры или полупроводниковые детекторы. Дальнейшее развитие мёссбауэровской спектроскопии и приборов, работающих на основе эффекта Мёссбауэра, во многом определяется усовершенствованием известных и созданием принципиально новых методов регистрации, в частности, созданием координаточувствительных быстродействующих детекторов частиц. С этой точки зрения представляется интересным исследование возможности использования принципиально нового многопроволочного диэлектрического детектора (МДД) частиц, работа которого основана на явлении дрейфа и размножения электронов в пористых диэлектриках, находящихся в электрическом поле. Описание этого явления, принципы работы МДД, его рабочие характеристики, а также технология изготовления пористых диэлектриков подробно приведены в работах [1—8].

В настоящей работе исследуется возможность использования МДД для регистрации мёссбауэровского излучения от радиоактивного источника ^{57}Co , имеющего три энергетические линии, равные приблизительно 6, 14 и 120 КэВ, из которых 14 КэВ—резонансная, а 6 КэВ и 120 КэВ являются фоном.

Исследованы два МДД с рабочими веществами из пористых CsI и KBr с относительными плотностями (то есть отношение плотности пори-

стого диэлектрика к плотности монокристалла) соответственно 1,5% и 1,8%. Измерялись счетные характеристики детекторов, амплитудные спектры и спектры резонансного поглощения.

Экспериментальная установка, общий вид которой показан на рис. 1, собрана по стандартной схеме мёссбауэровской спектроскопии. Гамма-излучение от радиоактивного источника 1, проходя через алюминиевую фольгу 2 толщиной 200 мкм, поглощающую кванты с энергией 6 кэВ, попадает на резонансный поглотитель 3 из нержавеющей стали толщиной 20 мкм и далее регистрируется МДД 4. Последний состоит из катодных электродов 4а, выполненных из мелкоструктурной никелевой сетки, анодных проволок 4б, натянутых параллельно друг к другу в центральной плоскости между катодами, и из пористого диэлектрика 4в, изготовленного методом вакуумного напыления. Рабочее напряжение, отрицательной полярности подается на катодные электроды, а сигнал снимается с анодных проволок. Расстояние между катодами составляет 4000 мкм, а между анодными проволоками — 250 мкм. Так как в данной работе измерение координаты не проводилось, то все анодные проволоки были электрически соединены между собой и выведены на одну общую нагрузку. МДД установлен в вакуумной камере 5 с рабочим вакуумом $< 10^{-2}$ торр. Регистрируемое излучение падает на МДД через вакуумоплотное окно 6, изготовленное из майларовой пленки толщиной 40 мкм. Сигнал с МДД через вакуумно-плотное электрическое соединение 7 подается на регистрирующую электронику. Так как передний фронт сигнала МДД $\sim 10^{-10}$ сек [9], а амплитуда ~ 10 мВ [6], то были разработаны и применены быстродействующий спектрометрический усилитель с коэффициентом усиления 200 и формирователь с быстродействием 100 МГц и нижним порогом 1 мВ.

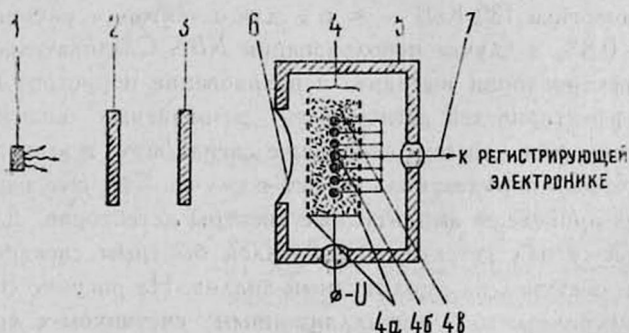


Рис. 1. Схематический вид экспериментальной установки: 1—радиоактивный мёссбауэровский гамма-источник ^{57}Co ; 2—алюминиевый поглотитель толщиной 200 мкм; 3—резонансный поглотитель из нержавеющей стали толщиной 20 мкм; 4—многопроволочный диэлектрический детектор частиц; 4а)—катодные электроды; 4б)—анодные проволоки; 4в)—пористый диэлектрик; 5—вакуумная камера; 6—майларовое окно толщиной 40 мкм; 7—вакуумоплотное электрическое соединение.

Для измерения счетных характеристик детекторов сигнал с МДД поступал на быстрый формирователь и далее на пересчетный прибор. На рис. 2 приведены счетные характеристики МДД с рабочими веществами из CsI (кружки) и KBr (точки). Из рисунка видно, что счет обоих детекто-

ров растет с увеличением рабочего напряжения U и достигает плато, что свидетельствует о 100%-ой эффективности регистрации всех тех квантов, которые провазимодействовали с рабочим веществом детектора. Сдвиг между кривыми по оси x , как следует из работы [10], связан с вторично-эмиссионными свойствами рабочих веществ. Разница же в уровнях плато связана с различными поглощающими способностями рабочих веществ, то есть с линейным коэффициентом поглощения и количеством рабочего вещества детектора на пути регистрируемого излучения. Как показали расчеты, для детекторов с зазорами между анодом и катодами по 2000 мкм, эффективность регистрации квантов с энергией 14 КэВ составляет $\approx 80\%$,

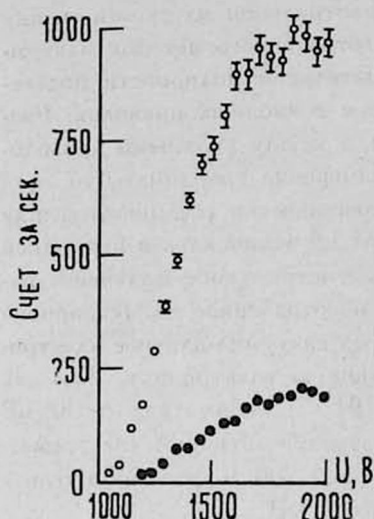


Рис. 2. Счетная характеристика: кружки—МДД с рабочим веществом из CsI ; точки—МДД с рабочим веществом из KBr .

а квантов с энергией 120 КэВ — $\approx 6\%$ для детектора с рабочим веществом из CsI и $\approx 0,8\%$ в случае использования KBr . Следовательно, в мессбауэровской спектроскопии выгоднее использование пористого KBr , так как отношение эффективностей регистрации резонансных квантов к высокоэнергетическому фону, то есть отношение сигнал/шум, в этом случае достигает $\sim 10^2$, что на порядок больше, чем в случае CsI . Это наглядно видно из рис. 3, где приведены амплитудные спектры детекторов. Для измерения этих спектров сигнал детектора усиливался быстрым спектрометрическим усилителем и поступал на амплитудный анализ. На рисунке спектр 1 получен спектрометрическим сцинтилляционным счетчиком с кристаллом из $NaI(Tl)$ толщиной 150 мкм, спектры 2 и 3 получены МДД с рабочими веществами соответственно CsI и KBr . Все спектры измерены при рабочих напряжениях, соответствующих 100%-ой эффективности регистрации поглощенных гамма-квантов. Из рисунка видно, что ширина спектров МДД равна ≈ 100 и $\approx 30\%$ соответственно для энергии 14 и 120 КэВ, что значительно хуже, чем для сцинтилляционного счетчика. Отношение сигнал/шум составляет для сцинтилляционного счетчика $\approx 0,07$, а для МДД с рабочими веществами из CsI и KBr соответственно $\approx 0,14$ и $\approx 1,8$. Следовательно, МДД с рабочим веществом из KBr автоматически отсекает высокоэнергетический фон 120 КэВ и его можно использовать мессбауэровских измерениях без дискриминации фона электронными методами.

Так, на рис. 4 приведены спектры резонансного поглощения γ -квантов в нержавеющей стали, полученные без дискриминации с помощью МДД с рабочими веществами из CsI (крестики) и KBr (точки). Для измерения этих спектров сигнал МДД поступал на быстрый формирователь и далее на амплитудный анализатор, работающий во временном режиме. На том же рисунке, для сравнения, приведен тот же спектр поглощения, измерен-

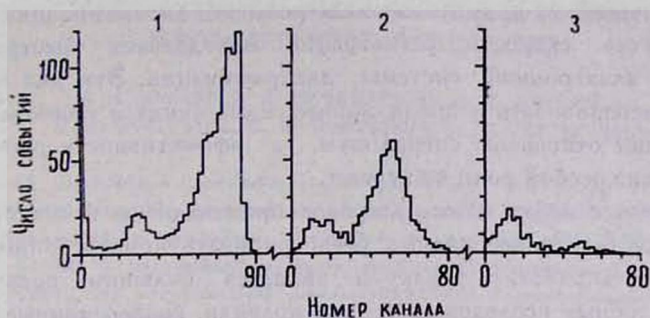


Рис. 3. Амплитудные спектры, измеренные: 1—сцинтиляционным счетчиком с кристаллом из $NaI(Tl)$; 2—МДД с рабочим веществом из пористого CsI ; 3—МДД с рабочим веществом из пористого KBr .

ный стандартным способом, то есть с помощью спектрометрического сцинтиляционного счетчика с кристаллом из $NaI(Tl)$ с дискриминацией высокоэнергетического фона. Из рисунка видно, что во всех трех случаях ширины спектров в пределах статистических ошибок измерения совпадают, а глубина поглощения приблизительно одинакова для сцинтиляционного

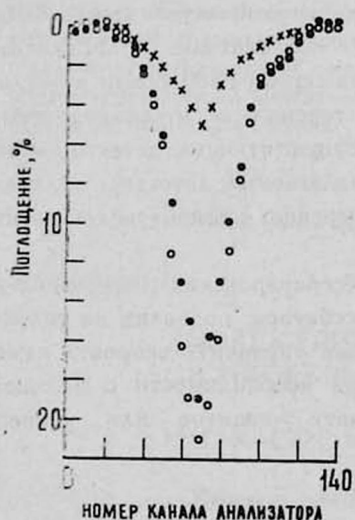


Рис. 4. Спектры резонансного поглощения: кружки — измеренные сцинтиляционным счетчиком с кристаллом $NaI(Tl)$ в режиме дискриминации; точки — измеренные МДД с рабочим веществом из KBr без дискриминации; крестики — измеренные МДД с рабочим веществом из CsI без дискриминации.

счетчика с дискриминацией и для МДД с рабочим веществом из KBr без дискриминации при одинаковых значениях эффективностей регистрации резонансных γ -квантов.

Отметим, что с уменьшением количества вещества на пути излучения,

достигаемом в МДД уменьшением зазора анод-катод или уменьшением относительной плотности вещества, отношение сигнал/шум улучшается, так как при этом эффективность регистрации в случае фона падает быстрее, чем для резонансных γ -квантов. Как показали расчеты, в области значений эффективности регистрации резонансных γ -квантов от 5 до 95%, отношение сигнал/шум меняется соответственно от 150 до 50 для МДД с рабочим веществом из KBr . С целью дальнейшего улучшения этого отношения можно, очевидно, применить электронную дискриминацию. Однако в этом случае скорость регистрации определится быстродействием применяемой электронной системы дискриминации. Эти два обстоятельства можно использовать в прецизионных измерениях и приборах, где требуется хорошее отношение сигнал/шум, а эффективность регистрации и быстродействие особой роли не играют.

МДД может найти также широкое применение и в мёссбауэровской спектроскопии, когда необходимо регистрировать конверсионные электроны. Способность работать в вакууме является большим преимуществом, так как в подобных исследованиях, как правило, конверсионные электроны эмиттируются в вакуум. Далее, имеется возможность соответствующим подбором сорта, толщины и относительной плотности рабочего вещества добиться большой селективности детектора к электронам и γ -квантам, то есть при 100%-ой эффективности регистрации конверсионных электронов, детектор будет обладать незначительной эффективностью регистрации γ -излучения. Трудности же, связанные с относительно плохим энергетическим разрешением, можно обойти, воспользовавшись хорошим координатным разрешением детектора и применением несложных магнитных секторов.

В последнее время интенсивно развивается временная мёссбауэровская спектроскопия при внешних воздействиях, в частности, акустических волн или температурного градиента, приложенных к поглотителю. В исследованиях, где требуется слежение за быстро протекающими процессами в реальном масштабе времени с использованием интенсивных мёссбауэровских источников, низкое временное разрешение существующих детекторов не позволяет проводить подобные измерения. Предлагаемый детектор, обладая временным разрешением ~ 100 псек, может успешно применяться в таких измерениях.

Таким образом, применение МДД в мёссбауэровских измерениях и приборах, работающих на основе эффекта Мёссбауэра, позволит не только упростить методику, но и почти на два порядка увеличить скорость измерения, улучшить временное разрешение и при необходимости с высокой точностью ($< \pm 100$ мкм) измерить координату γ -квантов или конверсионных электронов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гукасян С. М. Препринт ЕФИ—640 (30)—83, Ереван, 1983.
2. Арванов А. Н. и др. РЭ, 27, № 1, 163 (1982).
3. Гукасян С. М. и др. Препринт ЕФИ—280 (5)—78, Ереван, 1978.
4. Gukasian S. M. et al. NIM, 167, 427 (1979).
5. Gukasian S. M., Kavalov R. L., Lorikian M. P. NIM 171, 469 (1980).
6. Гукасян С. М. и др. ПТЭ, № 1, 47 (1981).

7. Гавалян В. Г. и др. Изв. АН АрмССР, Физика, 16, 114 (1981).
8. Гавалян В. Г., Арванов А. Н., Лорилян М. П. Изв. АН АрмССР, Физика, 17, 102 (1982).
9. Гукасян С. М., Кавалов Р. Л., Лорилян М. П. Препринт ЕФИ—372 (30)—79, Ереван, 1979.
10. Гомоюнова М. В., Летунов Н. А. ФТТ, 7, 394 (1965).

ԱՍԶՄԱԹԵԼԻԿԱՅԻՆ ԴԻԷԼԵԿՏՐԻԿ ԴԵՏԵԿՏՈՐԻ ՄԻՋՈՑՈՎ ՄՅՈՍԱՐԱՌԻԷՐՑԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԳՐԱՆՑՄԱՆ ՀԱՐԱՎՈՐՈՒԹՅԱՆ ՀԵՏԱԶՈՏՈՒՄԸ

Ս. Ռ. ՄԿՐՏՉՅԱՆ, Ս. Մ. ՂՈՒԿԱՍՅԱՆ, Լ. Ա. ԲՈՉԱՐՅԱՆ,
Ա. Կ. ԱՆԱՆԻԿՅԱՆ, Ա. Ռ. ԱՌԱՔԵԼՅԱՆ, Է. Ս. ՄԱՐՏԻՐՈՍՅԱՆ

Բերված են մասնիկների բազմաթիվային դիէլեկտրիկ դետեկտորի (ԲԴՏ) աշխատանքային բնութագրերի ուսումնասիրության արդյունքները, ^{57}Co ռադիոակտիվ աղբյուրից Մյոսսբաուերի ճառագայթումը գրանցելիս Ստացված է, որ ծակոտկեն KBr աշխատանքային նյութով ԲԴՏ-ն $\approx 80\%$ արդյունավետությամբ գրանցում է ուղղանկյուն զամմա-քվանտները, այն դեպքում, երբ ուղղանկյուն զամմա-քվանտների և բարձրէներգետիկ ֆոնի գրանցման արդյունավետությունների հարաբերությունը կազմում է $\sim 10^2$, որը թույլ է տալիս ԲԴՏ-ն օգտագործել Մյոսսբաուերյան ուսումնասիրություններում առանց էլեկտրոնային մեթոդներով ֆոնի դիսկրիմինացիայի:

INVESTIGATION OF THE POSSIBILITY OF MOSSBAUER RADIATION DETECTION BY MEANS OF MULTIWIRE DIELECTRIC DETECTOR OF PARTICLES

A. R. MKRTCHYAN, S. M. GUKASYAN, L. A. KOCHARYAN,
A. K. ANANIKYAN, A. R. ARAKELYAN, E. S. MARTIROSYAN

The characteristics of multiwire dielectric detector of particles are investigated in case of Mössbauer radiation from ^{57}Co source. The multiwire dielectric detector with porous KBr working substance detects resonance gamma-quanta with 80 % efficiency with the ratio of detection efficiency of resonance gamma-quanta to high energy background of about 10^2 . These results permit to apply the multiwire dielectric detector to Mössbauer investigations without the discrimination of background by means of electronic methods.

Изв. АН АрмССР, Физика, т. 24, вып. 4, 203—208 (1989)

УДК 539.107.49

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ДЕТЕКТОР ЧАСТИЦ В НЕПРЕРЫВНОМ РЕЖИМЕ ПИТАНИЯ

С. М. ГУКАСЯН, А. К. АНАНИКЯН, Э. С. МАРТИРОСЯН

Институт прикладных проблем физики АН АрмССР

(Поступила в редакцию 30 марта 1989 г.)

Приведены результаты исследования нового детектора элементарных частиц, работающего на основе явления дрейфа и размножения электронов в пористых диэлектриках, находящихся в электрическом поле. Получено, что при регистрации α -частиц с энергией 5 МэВ детектор с рабочим пе-

7. Гавалян В. Г. и др. Изв. АН АрмССР, Физика, 16, 114 (1981).
8. Гавалян В. Г., Арванов А. Н., Лорилян М. П. Изв. АН АрмССР, Физика, 17, 102 (1982).
9. Гукасян С. М., Кавалов Р. Л., Лорилян М. П. Препринт ЕФИ—372 (30)—79, Ереван, 1979.
10. Гомоюнова М. В., Летунов Н. А. ФТТ, 7, 394 (1965).

ԱՍԶՄԱԹԵԼԻԿԱՅԻՆ ԴԻԷԼԵԿՏՐԻԿ ԴԵՏԵԿՏՈՐԻ ՄԻՋՈՑՈՎ ՄՅՈՍԲԱՍԻԷՐՅԱՆ ՀԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԳՐԱՆՑՄԱՆ ՀՆԱՐԱՎՈՐՈՒԹՅԱՆ ՀԵՏԱԶՈՏՈՒՄԸ

Ս. Ռ. ՄԿՐՏՉՅԱՆ, Ս. Մ. ՂՈՒԿԱՍՅԱՆ, Լ. Ա. ՔՈՉԱՐՅԱՆ,
Ա. Կ. ԱՆԱՆԻԿՅԱՆ, Ա. Ռ. ԱՌԱՔԵԼՅԱՆ, Է. Ս. ՄԱՐՏԻՐՈՍՅԱՆ

Բերված են մասնիկների բազմաթիվային դիէլեկտրիկ դետեկտորի (ԲԴՏ) աշխատանքային բնութագրերի ուսումնասիրության արդյունքները, ^{57}Co ռադիոակտիվ աղբյուրից Մյոսսբաուերի ճառագայթումը գրանցելիս Ստացված է, որ ծակոտկեն KBr աշխատանքային նյութով ԲԴՏ-ն $\approx 80\%$ արդյունավետությամբ գրանցում է ուղղանային զամմա-բվանտների, այն դեպքում, երբ ուղղանային զամմա-բվանտների և բարձրէներգետիկ ֆոնի գրանցման արդյունավետությունների հարաբերությունը կազմում է $\sim 10^2$, որը թույլ է տալիս ԲԴՏ-ն օգտագործել Մյոսսբաուերյան ուսումնասիրություններում առանց էլեկտրոնային մեթոդներով ֆոնի դիսկրիմինացիայի:

INVESTIGATION OF THE POSSIBILITY OF MOSSBAUER RADIATION DETECTION BY MEANS OF MULTIWIRE DIELECTRIC DETECTOR OF PARTICLES

A. R. MKRTCHYAN, S. M. GUKASYAN, L. A. KOCHARYAN,
A. K. ANANIKYAN, A. R. ARAKELYAN, E. S. MARTIROSYAN

The characteristics of multiwire dielectric detector of particles are investigated in case of Mössbauer radiation from ^{57}Co source. The multiwire dielectric detector with porous KBr working substance detects resonance gamma-quanta with 80 % efficiency with the ratio of detection efficiency of resonance gamma-quanta to high energy background of about 10^2 . These results permit to apply the multiwire dielectric detector to Mössbauer investigations without the discrimination of background by means of electronic methods.

Изв. АН АрмССР, Физика, т. 24, вып. 4, 203—208 (1989)

УДК 539.107.49

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ДЕТЕКТОР ЧАСТИЦ В НЕПРЕРЫВНОМ РЕЖИМЕ ПИТАНИЯ

С. М. ГУКАСЯН, А. К. АНАНИКЯН, Э. С. МАРТИРОСЯН

Институт прикладных проблем физики АН АрмССР

(Поступила в редакцию 30 марта 1989 г.)

Приведены результаты исследования нового детектора элементарных частиц, работающего на основе явления дрейфа и размножения электронов в пористых диэлектриках, находящихся в электрическом поле. Получено, что при регистрации α -частиц с энергией 5 МэВ детектор с рабочим пе-

веществом из пористого CsI имеет 100%-ую эффективность регистрации, 30%-ое амплитудное разрешение и стабилен при непрерывной работе.

Детекторы элементарных частиц, работающие на основе явления дрейфа и размножения электронов в пористых диэлектриках, обладают большим мертвым временем, связанным с необходимостью периодической подачи деполяризующего поля, так как при непрерывной работе коэффициент усиления детектора быстро падает [1, 2]. Так, в случае использования пористого CsI из-за поляризационных эффектов, возникающих в рабочем веществе, эффективность регистрации многопроволочного диэлектрического детектора (МДД) падает со 100%-го уровня до нуля в течение нескольких минут непрерывной работы [3].

В настоящей работе приводятся результаты исследования по созданию нового детектора частиц с рабочим веществом из пористого CsI , стабильно работающего в режиме непрерывного питания.

Конструкция детектора выбрана в виде коаксиальной линии в соответствии с требованиями СВЧ-техники [4], так как время процесса размножения электронов в пористых диэлектриках составляет $\sim 10^{-10}$ сек [5]. Схематический вид детектора приведен на рис. 1. На центральный конусообразный проводник 1, который является анодом детектора, напылен слой из пористого CsI 2 плотностью 1% по отношению к плотности монокристалла. Над напыленным слоем расположена мелкоструктурная катодная сетка 3, которая электрически соединена с экраном 4, являющимся одновременно вакуумным объемом детектора. Электрическое поле в слое создается путем подачи на анод 1 напряжения U положительной полярности через ограничительный резистор R . Сигнал снимается также с анода и через разделительный конденсатор поступает на регистрирующую электронику. Детектор работает при вакууме $< 10^{-2}$ торр. Технология изготовления пористых диэлектриков подробно описана в работе [6].

Для понимания работы детектора представим слой из пористого диэлектрика как систему из хаотично расположенных динодов, роль которых выполняют монокристаллы данного диэлектрика. В таком упрощенном приближении размножение первичных электронов, образованных регистрируемой частицей в веществе пористого диэлектрика, представляется как каскадный процесс, когда при каждом акте каскада имеет место вторичная

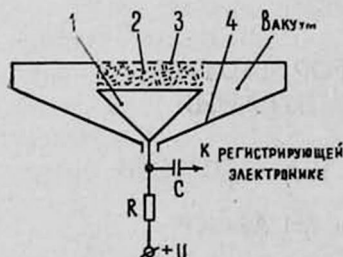


Рис. 1. Схематический вид детектора: 1—коаксиальный анод; 2—рабочее вещество из пористого CsI ; 3—катод из мелкоструктурной никелевой сетки; 4—экран.

электронная эмиссия на стенках микрокристаллов. Образованная таким образом лавина вторичных электронов, развиваясь по направлению приложенного к детектору электрического поля, индуцирует на аноде детектора импульс тока.

Исследованы амплитудные спектры детектора в зависимости от приложенного рабочего напряжения U и времени непрерывной работы t , при регистрации α -частиц с энергией 5 МэВ интенсивностью на поверхности детектора $10^3 \text{ сек}^{-1} \text{ см}^{-2}$ и угловым разбросом $\pm 0,2$ рад.

Как показали измерения, с увеличением U спадающий вид спектра меняется на колоколообразный и при $U = 900 \text{ В}$ максимальная амплитуда в спектре становится больше порога регистрации, что свидетельствует о достижении 100%-ой эффективности регистрации. Внешне полученные спектры аналогичны спектрам МДД [7] или микроканальных пластин (МКП) [8], то есть имеют сильно ассиметричный вид с длинным «хвостом» в сторону больших значений амплитуд. Результаты обработки полученных спектров приведены на рис. 2—4.

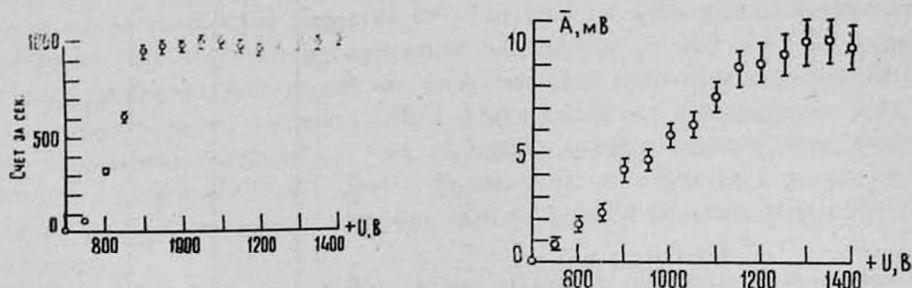


Рис. 2. Счетная характеристика детектора при регистрации α -частиц с энергией 5 МэВ.

Рис. 3. Зависимость среднего значения амплитуды сигнала детектора $\bar{A}$ от рабочего напряжения U .

На рис. 2 приведена счетная характеристика детектора, показывающая, что с увеличением U счет детектора монотонно растет, при $U = 900 \text{ В}$ выходит на уровень 100%-ой эффективности регистрации и остается на этом уровне вплоть до $U = 1400 \text{ В}$. Выше этого напряжения обычно происходит пробой в пористом слое.

На рис. 3 приведена зависимость среднего значения амплитуды сигнала $\bar{A}$ от U откуда видно, что с увеличением U первоначальный сильный рост $\bar{A}$ замедляется и стремится к насыщению. Такое поведение кривой, наблюдаемое также в газовых камерах [9] и в МКП [8], связано с увеличением индуцированного заряда при больших усилениях. Когда плотность заряда положительных ионов становится равной по порядку величины заряду анода, происходит ослабление ускоряющего поля и усиление прекращается. Проведенные оценки показали, что в данном детекторе при $U \approx 1400 \text{ В}$ указанное равенство зарядов имеет место при $\bar{A} \approx 10 \text{ мВ}$ в предположении, что радиус области лавинообразования вблизи анода, как указано в работе [3], составляет несколько десятков мкм. Действительно, из рисунка видно, что в области насыщения амплитуда сигнала достигает примерно 10 мВ.

Из зависимости относительного среднеквадратичного отклонения амплитудных спектров σ от U (см. рис. 4) видно, что амплитудное разрешение с увеличением U улучшается и в области $U = 1100\text{—}1200 \text{ В}$ достигает $\pm 15\%$. Для детекторов с рабочим веществом из пористых диэлектри-

ков это значение пока рекордно, однако и оно, по-видимому, не является пределом детектора. В данном случае σ ограничена рядом факторов, основные из которых — наличие сетчатого катода, что нарушает однородность электрического поля; отсутствие достаточно быстрой спектрометрической электроники; и флуктуации ионизационных потерь энергии α -частиц в веществе пористого слоя.

Стабильность работы детектора в зависимости от времени непрерывной работы исследовалась путем измерения амплитудных спектров. Результаты этих измерений, приведенные на рис. 5, получены при $U = 900$ (точки), 1000 (кружки), 1100 (крестики) В. Как видно из рисунка, при каждом рабочем напряжении характеристики детектора в пределах статистических

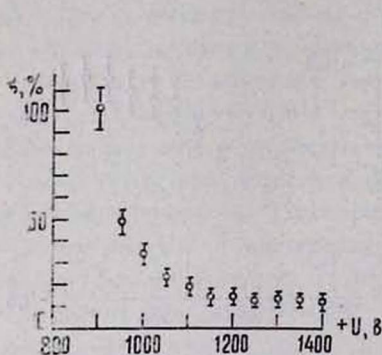
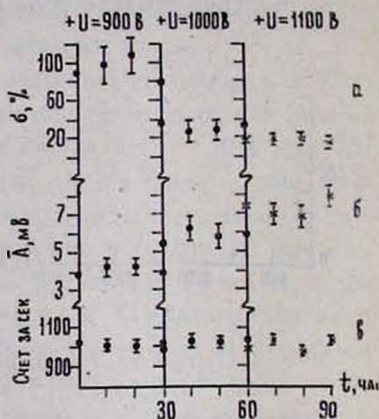


Рис. 4. Зависимость относительного среднеквадратичного отклонения амплитудных спектров детектора σ от рабочего напряжения U .

Рис. 5. Зависимость от времени t непрерывной работы детектора: а) относительного среднеквадратичного отклонения амплитудных спектров σ ; б) среднего значения амплитуды сигнала $\bar{A}$; в) счетной характеристики.



ошибок не меняются в течение 30 часов непрерывной работы. Таким образом, за 90 часов непрерывной работы трех циклов измерений при каждом U , в рабочих характеристиках детектора никаких изменений не обнаружено. После этого были повторены измерения зависимости амплитудных спектров от U . Полученные кривые полностью совпали с аналогичными кривыми, измеренными в начале работы (рис. 2, 3, 4), что свидетельствует о полной сохранности состояния рабочего вещества.

Причины стабилизации работы детектора можно объяснить, по-видимому, следующими соображениями. Исследуемый детектор обладает малой по сравнению с МДД электрической емкостью, вследствие чего одинаковая амплитуда выходного сигнала получается при гораздо меньших значениях количества вторичных электронов, собираемых на аноде. Далее, в МДД основное размножение происходит в малой области вокруг анодных проволок, что сильно увеличивает плотность заряда в этой области, приводя к сильным поляризационным эффектам. В исследуемом детекторе коэффициент размножения постоянен и заряд более равномерно распределен по всей толщине слоя. Немаловажно и то обстоятельство, что в данном детекторе поверхность контакта пористого диэлектрика с анодом на несколь-

ко порядков больше, чем в МДД. Вследствие этого, протекающий через рабочее вещество детектора темновой ток существенно больше, что приводит к деполяризации пористого диэлектрика. Однако, приведенные рассуждения носят чисто качественный характер и указывают лишь пути, по которым необходимо вести дальнейшие исследования для понимания процессов, происходящих в пористых диэлектриках под влиянием облучения и электрического поля.

Таким образом, исследуемый детектор имеет 100%-ую эффективность регистрации α -частиц с энергией 5 МэВ, 30%-ое амплитудное разрешение и стабильно работает в непрерывном режиме питания.

В конце отметим, что в физических экспериментах, где не требуется определение координаты частицы, такой детектор выгодно отличается от МДД. Он может быть использован во время пролетных системах, особенно при регистрации осколков деления ядер, так как работает в вакууме, имеет малое количество вещества ($\sim 1 \text{ мг/см}^2$) на пути частиц и хорошие временные характеристики (временное разрешение $\sim 100 \text{ пс}$). Из приведенных данных следует также, что пористые слои практически во всех случаях могут успешно заменить МКП. Имея такой же коэффициент усиления и временное разрешение, они обладают лучшим амплитудным разрешением, надежно работают даже в форвакууме, не портятся в случае пробоа и легко изготовление разнообразных их форм и больших, чем у МКП, размеров.

Авторы считают приятным долгом выразить глубокую благодарность А. Р. Мкртчяну за содействие и постоянный интерес к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гукасян С. М., Кавалов Р. Л., Лорикян М. П. АС № 795206 (СССР). Оpubл. в БИ, 20 (1983).
2. Gukasian S. M., Kavalov R. L., Lorikyan M. P. NIM, 171, 469 (1980).
3. Гавалян В. Г. и др. Изв. АН АрмССР, Физика, 16, 114 (1981).
4. Ганстон М. А. Р. Справочник по волновым сопротивлениям фидерных линий СВЧ. Изд. Связь, М., 1976.
5. Гукасян С. М., Кавалов Р. Л., Лорикян М. П. Препринт ЕФИ—372 (30)—79, Ереван, 1979.
6. Гавалян В. Г., Арванов А. Н., Лорикян М. П. Изв. АН АрмССР, Физика, 17, 102 (1982).
7. Wiza J. L. NIM, 162, 587 (1979).
8. Шарпак Ж. УФН, 108, вып. 2, 339 (1972).

ՄԱՄԱՆ ԱՆԸՆԴՀԱՏ ՌԵԺԻՄՈՎ ԱՇԽԱՏՈՂ ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ԴԻԷԼԵԿՏՐԻԿ ԴԵՏԵԿՏՈՐ

Ս. Մ. ՂՈՒԿԱՍՅԱՆ, Ա. Կ. ԱՆԱՆԻԿՅԱՆ, Է. Ս. ՄԱՐՏԻՐՈՍՅԱՆ

Բերված են էլեկտրական դաշտում գտնվող ծակոտկեն դիէլեկտրիկներում էլեկտրոնների դրելֆի և բազմացման վրա հիմնված նոր դիէլեկտրիկ դեդեկտորի ուսումնասիրության արդյունքները: Ստացված է, որ 5 ՄէՎ էներգիա ունեցող α -մասնիկների զրանցման ղեկավարում ծակոտկեն CsI աշխատանքային նյութով դեդեկտորը ունի 100 % զրանցման արդյունավետություն, 30 % ամպլիտուդային լուծողականություն և կայուն անընդհատ աշխատանքի ժամանակ:

DIELECTRIC DETECTOR OF PARTICLES IN CONTINUOUS REGIME OF POWER SUPPLY

S. M. GUKASYAN, A. K. ANANIKYAN, E. S. MARTIROSYAN

Some results of an investigation of new detector of elementary particles based on the drift and multiplication of electrons in porous dielectrics in an electric field are given. It is found that at the detection of 5 MeV α -particles the detector with working substance of porous GsJ has 100 % detection efficiency, the amplitude resolution of 30 % and is stable in case of continuous operation.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 24, вып. 4, 208—211 (1989)

УДК 548.4

ВЛИЯНИЕ УСЛОВИЙ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ НА ПРОДОЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПРИМЕСНЫХ ИОНОВ В $Y_3Al_5O_{12}$

Р. Е. АВАНЕСЯН, А. Г. ПЕТРОСЯН

Институт физических исследований АН АрмССР
(Поступила в редакцию 6 марта 1988 г.)

Изучено распределение ионов Nd^{3+} в иттрий-алюминиевом гранате $Y_3Al_5O_{12}$ при выращивании вертикальным методом Бриджмена. В качестве переменных параметров выбраны характеристики теплового поля, геометрия расплава и скорость перемещения контейнера. На основе полученных результатов обсуждается роль различных факторов в формировании неоднородного концентрационного профиля по высоте кристаллов.

Продольное распределение примесных ионов ($k_p < 1$) в кристаллах иттрий-алюминиевого граната, выращиваемых вертикальным методом Бриджмена, обычно имеет монотонный, неоднородный вид, соответствующий конвекционному механизму переноса примеси в расплаве [1]. Следствием этого является сложность получения крупных кристаллов с высокой, спектроскопически оптимальной концентрацией активатора. Для детального исследования возможных механизмов возникающего течения жидкости [2] и совершенствования методов получения кристаллов с заданными свойствами необходимо изучение влияния многих параметров на концентрацию и распределение активаторных ионов. В настоящей работе изучено влияние геометрии расплава, характеристик тепловых полей в нагревательных элементах и скорости перемещения контейнера. Поставленные цели включали в себя получение более полной информации о тепловых условиях кристаллизации в данной геометрии и выяснение роли указанных параметров в формировании неоднородного концентрационного профиля в твердой фазе.

Кристаллы $Y_3Al_5O_{12} - Nd^{3+}$ (1 ат. % в расплаве) выращивали вертикальным методом Бриджмена в цилиндрических контейнерах в аргон-водородной атмосфере при нормальном давлении. Скорость перемещения контейнера составляла 1—1,9 мм/час. В первой серии экспериментов изменяли внутренний диаметр контейнера, который в отдельных опытах имел значения 6,9, 11,6 и 14,5 мм, при постоянной высоте столба расплава (86 мм). В

DIELECTRIC DETECTOR OF PARTICLES IN CONTINUOUS REGIME OF POWER SUPPLY

S. M. GUKASYAN, A. K. ANANIKYAN, E. S. MARTIROSYAN

Some results of an investigation of new detector of elementary particles based on the drift and multiplication of electrons in porous dielectrics in an electric field are given. It is found that at the detection of 5 MeV α -particles the detector with working substance of porous GsJ has 100 % detection efficiency, the amplitude resolution of 30 % and is stable in case of continuous operation.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 24, вып. 4, 208—211 (1989)

УДК 548.4

ВЛИЯНИЕ УСЛОВИЙ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ НА ПРОДОЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПРИМЕСНЫХ ИОНОВ В $Y_3Al_5O_{12}$

Р. Е. АВАНЕСЯН, А. Г. ПЕТРОСЯН

Институт физических исследований АН АрмССР
(Поступила в редакцию 6 марта 1988 г.)

Изучено распределение ионов Nd^{3+} в иттрий-алюминиевом гранате $Y_3Al_5O_{12}$ при выращивании вертикальным методом Бриджмена. В качестве переменных параметров выбраны характеристики теплового поля, геометрия расплава и скорость перемещения контейнера. На основе полученных результатов обсуждается роль различных факторов в формировании неоднородного концентрационного профиля по высоте кристаллов.

Продольное распределение примесных ионов ($k_p < 1$) в кристаллах иттрий-алюминиевого граната, выращиваемых вертикальным методом Бриджмена, обычно имеет монотонный, неоднородный вид, соответствующий конвекционному механизму переноса примеси в расплаве [1]. Следствием этого является сложность получения крупных кристаллов с высокой, спектроскопически оптимальной концентрацией активатора. Для детального исследования возможных механизмов возникающего течения жидкости [2] и совершенствования методов получения кристаллов с заданными свойствами необходимо изучение влияния многих параметров на концентрацию и распределение активаторных ионов. В настоящей работе изучено влияние геометрии расплава, характеристик тепловых полей в нагревательных элементах и скорости перемещения контейнера. Поставленные цели включали в себя получение более полной информации о тепловых условиях кристаллизации в данной геометрии и выяснение роли указанных параметров в формировании неоднородного концентрационного профиля в твердой фазе.

Кристаллы $Y_3Al_5O_{12} - Nd^{3+}$ (1 ат. % в расплаве) выращивали вертикальным методом Бриджмена в цилиндрических контейнерах в аргон-водородной атмосфере при нормальном давлении. Скорость перемещения контейнера составляла 1—1,9 мм/час. В первой серии экспериментов изменяли внутренний диаметр контейнера, который в отдельных опытах имел значения 6,9, 11,6 и 14,5 мм, при постоянной высоте столба расплава (86 мм). В

другой серии высоту столба расплава выбирали равной 47, 66, и 86 мм при постоянном диаметре контейнера (11,6 мм). Скорость опускания контейнера во всех указанных опытах составляла 1,9 мм/час. При визуальном наблюдении конвективные потоки на поверхности расплава появлялись, если высота столба расплава была ≥ 65 мм. Интенсивность потоков возрастала с увеличением как высоты столба, так и диаметра контейнера.

Измерения температуры в системе (рис. 1) проводили с использова-

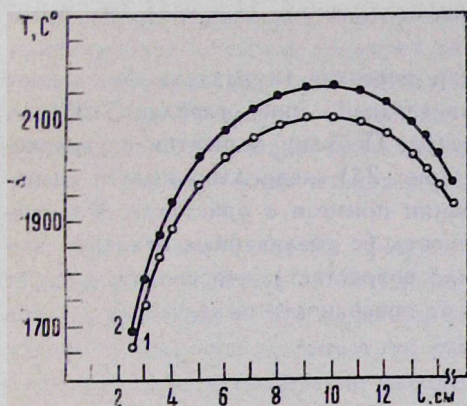


Рис. 1. Распределение температуры в нагревательных элементах при различных 1 и 2 подаваемых мощностях (l —длина зоны).

нием вольфрам-рениевой термопары, показания которой корректировали по известным температурам плавления ряда соединений ($Y_3Al_5O_{12}$, Al_2O_3 , $CaWO_4$).

Концентрацию ионов Nd^{3+} в кристаллах рассчитывали по коэффициентам поглощения на длине волны 4317 Å (переход $^4I_{9/2} \rightarrow ^2P_{1/2}$ ионов Nd^{3+}), измеренным оптическим абсорбционным методом (ДФС-24, 300 К) с использованием калибровочных зависимостей. Относительная погрешность не превышала 5%. Поверхностный коэффициент распределения (k_p) примеси рассчитывали графическим способом [3] по пересечению

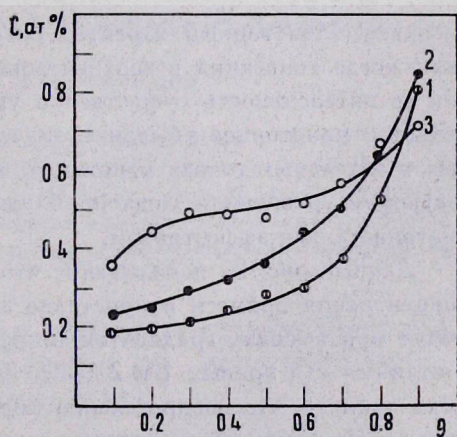
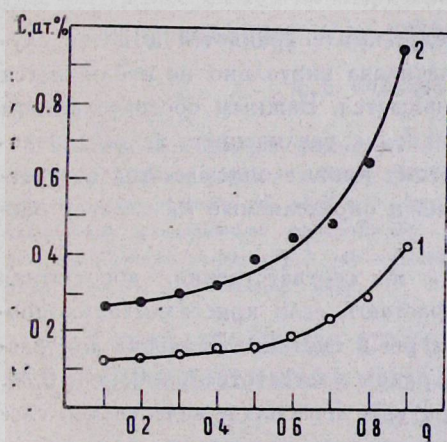


Рис. 2. Распределение ионов Nd^{3+} в $Y_3Al_5O_{12}$:

(а) при градиентах температуры теплового поля нагревателя по рис. 1 (кривые 1 и 2),
(б) при исходной высоте столба расплава 86 (1), 66 (2) и 4,7 мм (3).

прямых $\ln C/C_0$ от $\ln(1-g)$ с осью ординат. Для проверки выполнения условия постоянства k_p по высоте его значения рассчитывали из уравнения Пфанна аналитическим способом.

Полученные результаты иллюстрируются на рис. 2. Характер распределения примеси в кристаллах, выращенных в газовой среде (рис. 2а и 2б), соответствует конвекционному механизму переноса примеси независимо от выбираемой геометрии расплава. Распределение примеси в кристаллах, полученных в контейнерах с диаметрами 6,9, 11,6 и 14,5 мм практически одинаково.

Механизм переноса примеси вблизи поверхности раздела фаз может зависеть от интенсивности конвекции в верхней зоне расплава, которая повышается с увеличением высоты столба. Поэтому в опытах с увеличением исходной высоты столба расплава (рис. 2б) следовало ожидать уменьшения абсолютных значений концентрации примеси в кристалле. В эксперименте наблюдается обратная зависимость (с увеличением исходной высоты концентрация примеси в кристалле возрастает), что свидетельствует о снижении скорости переноса примеси от поверхности раздела фаз в глубь

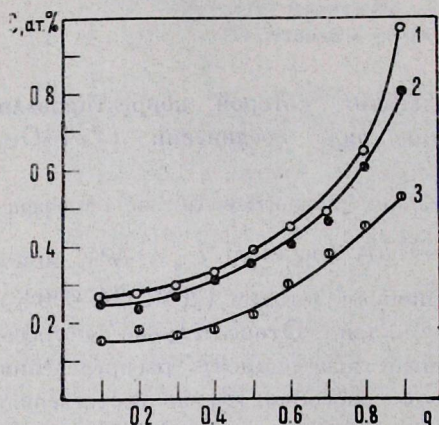


Рис. 2в при скоростях перемещения контейнера 1 (1), 1,3 (2) и 1,9 мм/час (3).

расплава. Монотонный характер распределения сохраняется и в тех случаях, когда конвекция в верхней зоне расплава визуально не наблюдается или ее интенсивность существенно уменьшается. Важным обстоятельством является монотонное убывание значений k_p с увеличением g , рассчитанных в отдельных точках кристалла, поэтому кривые описываются соответствующим уравнением лишь приближенно и определяемые k_p следует рассматривать, как эффективные.

Данные рис. 2а показывают, что k_p и, соответственно, абсолютная концентрация примеси в кристалле возрастают, если кристаллизация протекает при высоких градиентах температуры в системе. Значения k_p , рассчитанные для кривых 1 и 2 (рис. 2а), равны соответственно 0,13 и 0,24. Если принять, что распределение температуры в расплаве качественно следует характеристикам внешнего теплового поля, то полученные результаты свидетельствуют о стабилизирующей роли осевого градиента температуры в расплаве, который лимитирует вертикальное течение жидкости. Сопоставление с результатами рис. 2б позволяет заключить, что с уменьше-

нием высоты столба расплава градиент температуры в жидкости падает. Возможной причиной этого может являться увеличение теплопереноса излучением от поверхности раздела фаз через столбик расплава.

На рис. 2в показаны кривые распределения примеси в кристаллах, полученных при плавлении исходных материалов в условиях вакуума (10^{-4} торр) с последующей кристаллизацией в газовой среде. При малых скоростях распределение имеет монотонный вид, а при значении 1,9 мм/час приближается к случаю переноса за счет диффузии. Отметим, что при замене вакуумной среды на газовую температура в системе падает на $\sim 100^\circ\text{C}$ за 30 секунд. Опыты показали, что изменение температуры на стадии, предшествующей кристаллизации, не является определяющим фактором в формировании концентрационного профиля в участках кристалла с $g > 0,1$.

Суммируя результаты работы можно заключить, что конвекция в верхней зоне расплава слабо влияет на перенос примеси вблизи поверхности раздела фаз, а сам механизм переноса соответствует конвекционному случаю независимо от геометрии расплава. Повышение градиента температуры в системе и увеличение высоты столба расплава приводят к уменьшению интенсивности перемешивания в зоне кристаллизации, что проявляется в увеличении абсолютной концентрации примеси в кристалле. И, наконец, изменение температурных условий на начальной стадии кристаллизации существенно не влияет на характер кривых распределения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Каминский А. А., Аминов Л. К., Ермолаев В. Л. и др. Физика и спектроскопия лазерных кристаллов. Изд. Наука, М., 1986.
2. Петросян А. Г. Кристаллография, 5, 1049 (1983).
3. Флемингс М. Процессы затвердевания. Изд. Мир, М., 1977.

ԲՅՈՒՐԵՂԱՅՄԱՆ ՊԱՅՄԱՆՆԵՐԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ $Y_3Al_5O_{12}$ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐՈՒՄ Nd^{3+} ԻՈՆՆԵՐԻ ԵՐԿԱՅՆԱԿԱՆ ԲԱՇԽՄԱՆ ՎՐԱ

Ռ. Ե. ԱՎԱՆԵՍՅԱՆ, Ա. Գ. ՊԵՏՐՈՍՅԱՆ

Իսթրիով-ալյումինային ֆոնաքարով ($Y_3Al_5O_{12}$) վառմանստիբիլ է Nd^{3+} իոնների բաշխումը, երբ բյուրեղները աճեցվել են Բրիջմանի ուղղաձիգ մեթոդով: Որպես փոփոխական պարամետրեր ընտրվել են չեմմային դաշտի բնութագրերը, հալույթի երկրաչափությունը և կոնտեյնների տեղափոխման արագությունը: Ստացված ավյալների հիման վրա քննարկվում է ըստ բյուրեղների բարձրության անհամասեռ կոնցենտրացիոն ուղղաձիգների առաջացման ղեկավարող պարբեր պայմանների դերը:

THE INFLUENCE OF CRYSTAL GROWTH CONDITIONS ON LONGITUDINAL DISTRIBUTION OF Nd^{3+} IONS IN $Y_3Al_5O_{12}$ CRYSTALS

R. E. AVANESYAN, A. G. PETROSYAN

The distribution of Nd^{3+} ions in yttrium-aluminium garnet crystal grown by the vertical Bridgeman technique has been investigated. As variable parameters the melt geometry, thermal field characteristics and crystal growth velocity were chosen. On the basis of experimental data, the role of different factors on the formation of nonuniform distribution of impurities in crystals is discussed.

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ
 ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ ՖԻԶԻԿԱ
 ИЗВЕСТИЯ
 АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
 ФИЗИКА

СОДЕРЖАНИЕ

М. П. Лорикиан, <u>Р. А. Сардарян</u> , К. К. Шихляров. Анализ первых экспериментальных работ по рентгеновскому переходному излучению. Часть 1	159
Е. С. Саркисян. Определение статистик интенсивности света калибруемым фотоэлектронным трактом	175
М. Г. Аветисян. Об одной задаче переноса при случайных изменениях локальных свойств среды	182
Г. М. Айвазян. Автоколебания квадрупольно излучающей макрочастицы в турбулентной газовой среде	187
А. М. Сирунян, С. С. Степанян. Аппаратура для измерения степени поляризации протонов в поляризованной мишени	193
А. Р. Мкртчян, С. М. Гукасян, Л. А. Кочарян, А. К. Ананикян, А. Р. Аракелян, Э. С. Мартirosян. Исследование возможности регистрации мёссбауэровского излучения многопроволочным диэлектрическим детектором частиц	198
С. М. Гукасян, А. К. Ананикян, Э. С. Мартirosян. Диэлектрический детектор частиц в непрерывном режиме питания	203
Р. Е. Аванесян, А. Г. Петросян. Влияние условий кристаллизации на продольное распределение примесных ионов в $Y_3Al_5O_{12}$	208

Մ. Պ. Լորիկյան, Ռ. Ա. Սարգսյան, Կ. Կ. Շիխյանով. Ռենտգենյան տիրույթում անցումային ճառագայթման առաջին փորձարարական աշխատանքների վերլուծությունը	159
Ե. Ս. Սարգսյան. Լույսի ինտենսիվության վիճակագրության որոշումը կալիբրավոդ ֆոտոէլեկտրոնային տրակտի միջոցով	175
Ա. Հ. Ավետիսյան. Տեղափոխման մի խնդիր միջավայրի հատկությունների պատահական փոփոխությունների դեպքում	182
Հ. Մ. Այվազյան. Մրրկյան գազային միջավայրում քվադրոպոլ ճառագայթվող մակրոմասնիկների ինքնատատանումները	187
Ա. Մ. Սիրունյան, Ս. Ս. Ստեփանյան. Բեռնացված թիրախներում պրոտոնների բեռնացման աստիճանի չափման համար սարք	193
Ա. Ռ. Մկրտչյան, Ա. Մ. Ղուկասյան, Լ. Ա. Քոչարյան, Ա. Կ. Անանիկյան, Ա. Ռ. Առաքելյան, Է. Ս. Մարտիրոսյան. Բազմաթելիկային դիէլեկտրիկ դետեկտորի միջոցով մյուսբառերով ճառագայթման զրանցման հնարավորության հետազոտումը	198
Ս. Մ. Ղուկասյան, Ա. Կ. Անանիկյան, Է. Ս. Մարտիրոսյան. Սնման անընդհատ ուժեղացող աշխատող մասնիկների դիէլեկտրիկ դետեկտոր	203
Ռ. Ե. Ավետիսյան, Ա. Գ. Չետրոսյան. Բյուրեղացման պայմանների աղղեցությունը $Y_3Al_5O_{12}$ բյուրեղներում Nd^{3+} իոնների երկայնական բաշխման վրա	208

Техн. редактор Азизбекия Л. А.

Сдано в набор 7. 06. 89 г. Подписано к печати 19. 10. 89 г. ВФ 02395.
 Формат 70×108¹/₁₆. Бумага № 1. «сыктывкарская», печать. Печ. лист. 3,63.
 Усл. печ. лист. 5,08. Усл. кр. отт.—5,08. Учет.-изд. 4,05. Тираж 506. Заказ 389.
 Издат. 7644. Цена 65 коп.

Адрес редакции: 375019, Ереван, пр. Маршала Баграмяна, 24-г, II эт., 1 к.

Издательство Академии наук АрмССР, 375019, Ереван-19, пр. Маршала Баграмяна 24-г.
 Типография Издательства АН Армянской ССР, Ереван-19, пр. Маршала Баграмяна 24.