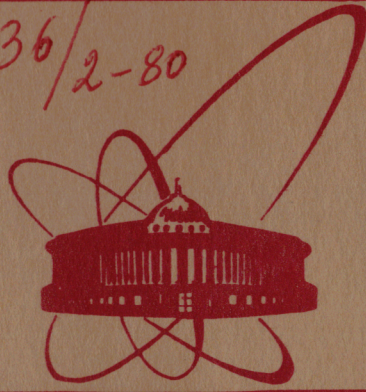


4936/2-80



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

20/x-80

P13-80-486

В.Х.Додохов, В.А.Жуков

ПЕРВЫЙ КОЭФФИЦИЕНТ ТАУНСЕНДА
В АРГОНЕ, КСЕНОНЕ И ИХ СМЕСИ

Направлено в "Журнал технической физики"

1980

Додохов В.Х., Жуков В.А.

P13-80-486

Первый коэффициент Таунсенда в аргоне,
ксеноне и их смеси

Определяется коэффициент ионизации a/P как функция E/P для аргона, ксенона и смеси $Ar+0,5\%Xe$, при давлениях, достигающих 100 атм. Найденные зависимости существенно отличаются от хорошо известных кривых, полученных Крютхофом для аргона и ксенона при низких давлениях. Наблюдаемое расхождение указывает на то, что при высоких давлениях возрастает вклад ионизации через процессы Хорнбека-Молнара или Пеннинга, в которых участвуют атомы соответствующего газа, возбуждаемые в ходе развития электронной лавины на высокие резонансные уровни.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1980

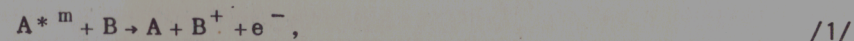
Dodokhov V.Kh., Zhukov V.A.

P13-80-486

Townsend First Coefficient in Argon, Xenon

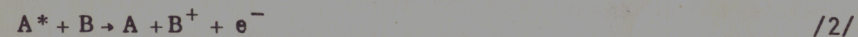
1. ВВЕДЕНИЕ

Известно, что добавление к инертному газу небольшого количества почти любой примеси приводит к снижению величины средней энергии образования пары ионов W , и, в некоторых случаях, к росту таунсендовского ионизационного коэффициента a . При этом наблюдается значительная корреляция между потенциалом ионизации примеси и ее количеством в смеси, необходимым для заметного проявления этого эффекта. В том случае, когда энергия метастабильного уровня возбуждения атома инертного газа превышает потенциал ионизации примеси, рост ионизации заметен при концентрациях $\sim 0,01 \div 1\%$, как это наблюдалось Крютхофом и Пеннингом ^{/1/} для смеси Ar/Ne , или Джесси и Садаускисом ^{/2/} для смесей Ar/He , Xe/He *. Упрощенная интерпретация связывает это явление с реакцией



где атом основного газа находится в метастабильном состоянии, живущем достаточно долго для того, чтобы эффективно шла реакция /1/.

Позднее Кубота ^{/3/} наблюдал уменьшение величины средней энергии образования пары в смесях инертных газов: Xe/Ar , Kr/Ar , Xe/Kr , в которых энергетически невозможен процесс /1/. Было предположено, однако, что рост ионизации в этих смесях обусловлен т.н. "неметастабильным эффектом Пеннинга":



- процессом, аналогичным /1/, где, однако, атом основного газа находится в резонансном состоянии, потенциал которого выше потенциала ионизации примеси. Существенное отличие второго эффекта от первого состоит в том, что в случае /2/ требуется значительно большее количество примеси /до нескольких процентов/ для того, чтобы сделать заметным рост ионизации.

*В приведенном обозначении первой указывается компонента с меньшей концентрацией.

Тем не менее, процесс /2/ приводит к тому, что присутствие ксенона в качестве одного из компонентов в газовой смеси, используемой для заполнения пропорциональных и дрейфовых камер, позволяет получить более высокий коэффициент газового усиления /примерно в 3-5 раз больше, чем в газовых смесях типа CO_2/Ar или CH_4/Ar /4,5/, избежать применения органических примесей, приводящих к старению камер, и улучшить энергетическое разрешение благодаря меньшим значениям фактора Фано /6/ и средней энергии образования пары /7/.

Нам представляется, однако, что особый интерес заключается в использовании смеси аргона с ксеноном для заполнения счетчиков и камер, работающих при очень высоких давлениях /8-10/. Мы нашли /11/, что в сравнении с обычно применяемыми для этой цели смесями аргона с многоатомными газами это приводит к значительно меньшему возрастанию выходного сигнала, при существенно меньшем рабочем напряжении. Наряду с этим сохраняется довольно высокое значение максимального коэффициента газового усиления, а также наблюдается существенное улучшение энергетического разрешения счетчика, которое, в отличие от разрешения счетчика, заполняемого чистым аргоном или смесью аргона с метаном, оказывается в меньшей степени зависящим от давления. Как показано в работе /12/, использование смеси аргона с ксеноном при очень высоких давлениях в качестве заполнения дрейфовых камер дает заманчивую возможность создания детектора с большой массой вещества для регистрации нейтрино.

Определенный интерес представляет получение некоторых качественных и количественных характеристик наблюдаемого эффекта. В частности, в данной работе мы попытались оценить первый ионизационный коэффициент Таунсенда α для смеси $\text{Ar} + 0,5\% \text{Xe}$ /а также для чистых аргона и ксенона/ при специфических условиях высокого давления. Ранее /11/ нами было показано, что при давлениях 5÷100 атм 0,5% составляет оптимальное количество ксенона в этой смеси.

2. АППАРАТУРА И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Используемая аппаратура и некоторые качественные характеристики пропорциональных счетчиков высокого давления были описаны ранее в работах /11,18/. Для оценки α были использованы амплитудные характеристики счетчиков, заполняемых аргоном и их смесью при давлениях 8÷100 атм, ксеноном - 2÷40 атм и их смеси при давлениях 5÷100 атм. Счетчики имели диаметр катода 6, 10, 14 мм, а в качестве анода в них натягивались золоченые вольфрамовые проволочки толщиной 10, 16, 20, 30 мкм.

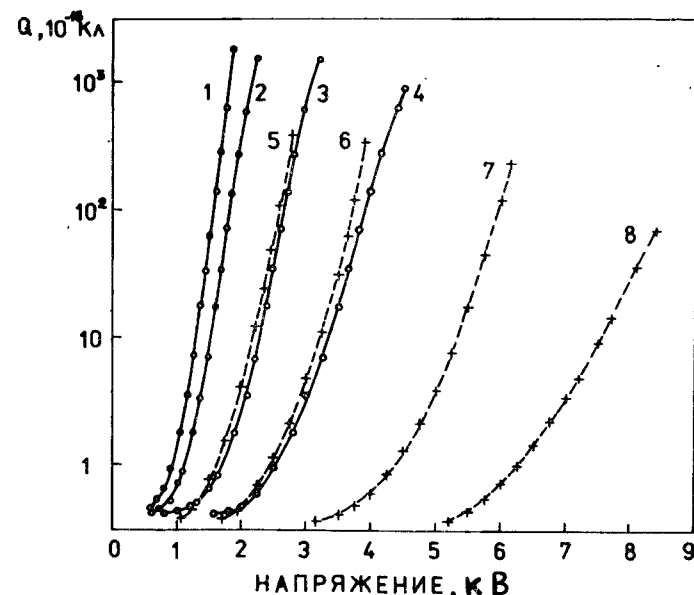


Рис.1. Зависимость амплитуды импульса Q от приложенного напряжения для счетчика с диаметром катода 6 мм, анода 20 мкм, заполненного чистым аргоном и смесью $\text{Ar} + 0,5\% \text{Xe}$. 1-4 - смесь аргона с ксеноном, давление 10, 20, 50, 100 атм, соответственно, 5-8 - чистый аргон, давление 10, 20, 50, 100 атм.

3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ИОНИЗАЦИИ α

Среднее значение коэффициента газового усиления G связано с первым ионизационным коэффициентом Таунсенда выражением

$$\bar{G} = \exp\left(-\int_{r_0}^{r_a} \alpha(r) dr\right), \quad /3/$$

где r_a - радиус анода счетчика, r_0 определяет точку, в которой начинается лавинное размножение электронов.

Натуральный логарифм газового усиления можно представить в форме /14/

$$\ln \bar{G} = P r_a S_a \int_{S_0}^{S_a} \frac{\alpha}{P S^2} dS, \quad /4/$$

где $S = E/P$, $E(r)$ - напряженность электрического поля, P - давление газа, $S_a = S(r_a)$, $S_0 = S(r_0)$.

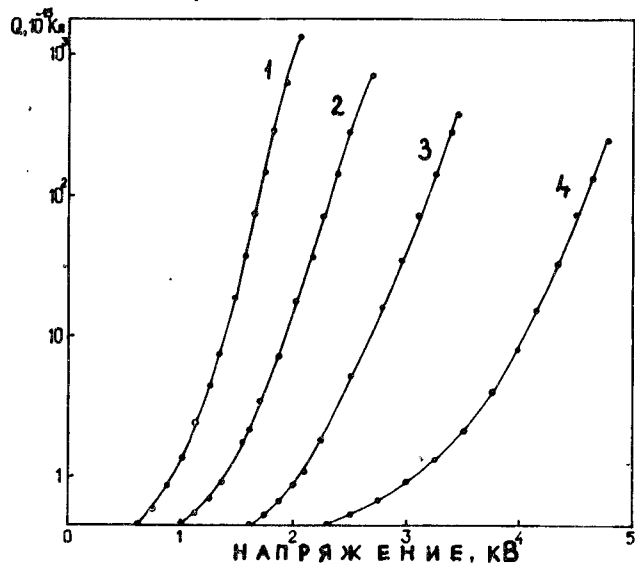


Рис. 2. Зависимость амплитуды импульса Q от приложенного напряжения для счетчика с диаметром катоды 6 мм, анода 20 мкм, заполненного чистым ксеноном. 1-4 - давление 2,5, 10, 20 атм, соответственно.

Таблица

	α/P	$\int_{S_{a1}}^{S_{a2}} \frac{\alpha}{P} \cdot \frac{1}{S^2} dS$
1. Розе и Корф ^[18]	$\frac{1}{2} CS^{1/2}$	$CS_{a2}(\sqrt{r_{a1}/r_{a2}} - 1)$
2. Христов ^[19]	K	$\frac{K}{S_{a2}} \left(\frac{r_{a1}}{r_{a2}} - 1 \right)$
3. Дитхорн ^[20]	DS	$D \ln(r_{a1}/r_{a2})$
4. Вон Энгель ^[21] Виллиамс и Сара ^[22]	$A \exp(-B/S)$	$\frac{A}{B} \exp(-B/S) \Big _{S_{a1}}^{S_{a2}}$
5. Вард ^[23]	$J \exp(-H/S^{1/2})$	$\frac{2J}{H^2} e^{-HS^{-1/2}} \cdot (HS^{1/2} + 1) \Big _{S_{a1}}^{S_{a2}}$
6. Заставный ^[14]	$B_2(S - S_0)$	$B_2 \ln(r_{a1}/r_{a2}) - \frac{B_2 S_0}{S_{a2}} \left(\frac{r_{a1}}{r_{a2}} - 1 \right)$
7. Эванс ^[24]	$R(S - S_0)^2$	$R(S - 2S_0) \ln S - \frac{R S_0^2}{S} \Big _{S_{a1}}^{S_{a2}}$

К настоящему времени предложено довольно много различных выражений, связывающих газовое усиление с параметрами счетчика и газа, которые основываются на разных функциональных формах отношения $\alpha/P = f(E/P)$ /см., напр., ^[15-17] /. Некоторые из этих формул, используемые для дальнейшего анализа, представлены в таблице.

Использование выражений 1-7 таблицы для анализа работы пропорциональных счетчиков и оценки α при высоких давлениях ограничивается необходимостью учитывать влияние рекомбинации и прилипания электронов к примесям. При низких давлениях малая величина этих эффектов позволяет применять приведенные формулы для оценки входящих в них параметров, используя вычисляемый непосредственно из экспериментальных данных коэффициент газового усиления. При высоких давлениях оценка α непосредственно из амплитудных характеристик будет давать искаженные значения, так как рекомбинация и захват электронов примесями уменьшают амплитуду выходного импульса, делая ее к тому же зависящей от места образования начальной ионизации. Кроме того, существование такого, зависящего от давления, процесса, как образование молекулярного иона A_2^+ в реакции ^[25] $A^+ + A \rightarrow A_2^+ + e^-$ приводит к необходимости учитывать изменение величины W в зависимости от давления, что вызывает определенные трудности, так как прямое измерение энергии образования пары в пропорциональном счетчике, в нашем случае, ограничивается шумами электроники.

Допустим, однако, что для данного газового заполнения при давлении P с концентрацией примесей p_0 /главным образом O_2 / рекомбинация и прилипания электронов зависят только от напряженности поля $E(r)$. Предположим также, что концентрация p_0 достаточно мала, с тем чтобы можно было пренебречь захватом электронов в области высоких полей между r_0 и r_a , где происходит развитие электронной лавины. В этом случае влияние рекомбинации и прилипания можно выразить через некоторые величины $f_r(r')$ и $f_a(r', r_0)$, где r' определяет место локализации N_0 первоначально образованных электронов, так что число электронов, которые избежали рекомбинации и прилипания и достигли области вблизи анода, где происходит размножение электронов, можно выразить в виде:

$$N(r', r_0) = f_r(r') f_a(r', r_0) N_0$$

* Конкретный вид f_r и f_a хорошо определен для конденсированных инертных газов, а именно ^[26] $f_r(r') = [1 + K/E(r')]^{-1}$, где K - коэффициент рекомбинации, и ^[27] $f_a(r', r_0) = \exp\left(\int_{r_0}^{r'} \sigma(r'') dr''\right)$. $\sigma(r'')$ - коэффициент прилипания, представляющий собой вероятность захвата на одном см пути дрейфа и зависящий от напряженности поля как $\sigma(r'') = A p_0 / E(r'')$, где A - постоянная, характеризующая газ.

После размножения вблизи анода импульс от отдельного гамма-кванта на выходе счетчика должен быть пропорционален величине

$$Q = f_r(r') f_a(r', r_0) N_0 \exp\left(-\int_{r_0}^{r_2} \alpha(r) dr\right).$$

Усредняя это выражение по всем значениям r' , получим

$$\bar{Q} = N_0 \exp\left(-\int_{r_0}^{r_a} \alpha(r) dr\right) \cdot \frac{1}{r_k} \int_{r_k}^{r_a} \phi(r') f_r(r') f_a(r', r_0) dr', \quad /5/$$

где $\phi(r')$ - функция, учитывающая распределение значений r' . Очевидно, что величина \bar{Q} определяет положение пика в амплитудном распределении.

Оценка первого коэффициента Таунсенда из экспериментальных данных, полученных для счетчиков высокого давления, может быть сделана путем сравнения амплитуды импульсов для двух счетчиков, с одним и тем же радиусом катода r_k , но разными радиусами анодов r_{a1} и r_{a2} , ($r_{a1} > r_{a2}$). Пусть для $r_k > r > r_{a1}$ функция $S(r)$ в этих счетчиках имеет одинаковые значения, то есть при одном и том же давлении P , $E_1(r) = E_2(r)$, что выполняется, если напряжения V_1 и V_2 , приложенные к каждому из счетчиков, связаны соотношением

$$V_1 / \ln(r_k / r_{a1}) = V_2 / \ln(r_k / r_{a2}). \quad /6/$$

Очевидно, что при этих условиях характер рекомбинации и прилипания в обоих счетчиках будет один и тот же, так что при $r_k > r' > r_{a1}$

$$f_r^{(1)}(r') = f_r^{(2)}(r') = f_r(r'),$$

$$f_a^{(1)}(r', r_0) = f_a^{(2)}(r', r_0) = f_a(r', r_0),$$

и отношение амплитуд импульсов этих счетчиков будет давать дополнительное усиление во втором счетчике, возникающее за счет развития лавины в промежутке $r_{a1} > r > r_{a2}$.

В самом деле, запишем выражение /5/ для первого и второго счетчика, пренебрегая для второго счетчика вкладом в интеграл /5/ области интегрирования, ограниченной $r_{a1} > r' > r_{a2}$:

$$\bar{Q}_1 = N_0 \exp\left(-\int_{r_0}^{r_{a1}} \alpha(r) dr\right) \cdot \frac{1}{r_k} \int_{r_k}^{r_{a1}} \phi(r') f_r(r') f_a(r', r_0) dr',$$

$$\bar{Q}_2 = N_0 \exp\left(-\int_{r_0}^{r_{a2}} \alpha(r) dr\right) \cdot \frac{1}{r_k} \int_{r_k}^{r_{a1}} \phi(r') f_r(r') f_a(r', r_0) dr',$$

где \bar{Q}_1 и \bar{Q}_2 соответствуют напряжениям V_1 и V_2 на первом и втором счетчиках, удовлетворяющим условию /6/. Отсюда следует, что

$$\frac{\bar{Q}_2(V_2)}{\bar{Q}_1(V_1)} = \exp\left(-\int_{r_{a1}}^{r_{a2}} \alpha(r) dr\right)$$

или, аналогично /4/,

$$\frac{1}{P} \ln \frac{\bar{Q}_2(V_2)}{\bar{Q}_1(V_1)} = r_{a1} S_{a1} \int_{r_{a1}}^{r_{a2}} \frac{\alpha}{PS^2} dS = F(S_{a2}, \frac{r_{a1}}{r_{a2}}), \quad /7/$$

где $r_{a1} S_{a1} = r_{a2} S_{a2}$ в соответствии с условием /6/.

Как следует из /7/, величина $\frac{1}{P} \ln(\bar{Q}_2/\bar{Q}_1)$ для каждой пары сравниваемых счетчиков является функцией только S_{a2} . Зависимость ее от S_{a2} , полученная путем сравнения амплитудных характеристик отдельной пары счетчиков, приводится на рис. 3. Дальнейший анализ заключается в интерполяции этих экспериментальных кривых выражением, представленным в /7/ справа, в котором α/P принимает различные функциональные формы 1-7 из таблицы. Соответствие выбираемого выражения экспериментальным данным оценивалось по минимуму величины

$$\chi^2 = \frac{1}{n} \sum_i \left[\left(\frac{F_{\text{эксп.}} - F_{\text{теор.}}}{\sigma(F_{\text{эксп.}})} \right)^2 \right],$$

где n - число степеней свободы, а суммирование включало экспериментальные точки всех сравниваемых пар счетчиков. Выбираемые для анализа значения \bar{Q}_1 и \bar{Q}_2 ограничивались сверху величиной $\sim 50 \cdot 10^{-14}$ Кл для того, чтобы избежать возможного влияния пространственного заряда.

Было найдено, что наилучшим образом экспериментальные данные для аргона и смеси аргона с ксеноном соответствуют эмпирическому выражению, предложенному Вардом с параметрами:

$$J = /33 \pm 2/ \text{ 1/см} \cdot \text{Торр}$$

$$H = /22,7 \pm 0,3/ \text{ в/см} \cdot \text{Торр} /^{1/2}$$

для аргона и

$$J = /7,5 \pm 0,4/ \text{ 1/см} \cdot \text{Торр}$$

$$H = /11,8 \pm 0,2/ \text{ в/см} \cdot \text{Торр} /^{1/2}$$

для смеси $\text{Ar} + 0,5\% \text{Xe}$. Для ксенона экспериментальные данные соответствуют выражению, найденному Заставным /14/, с параметрами:

$$V_z = /30 \pm 3/ \cdot 10^{-3} \text{ 1/В}$$

$$S_0 = /25 \pm 2/ \text{ в/см} \cdot \text{Торр}.$$

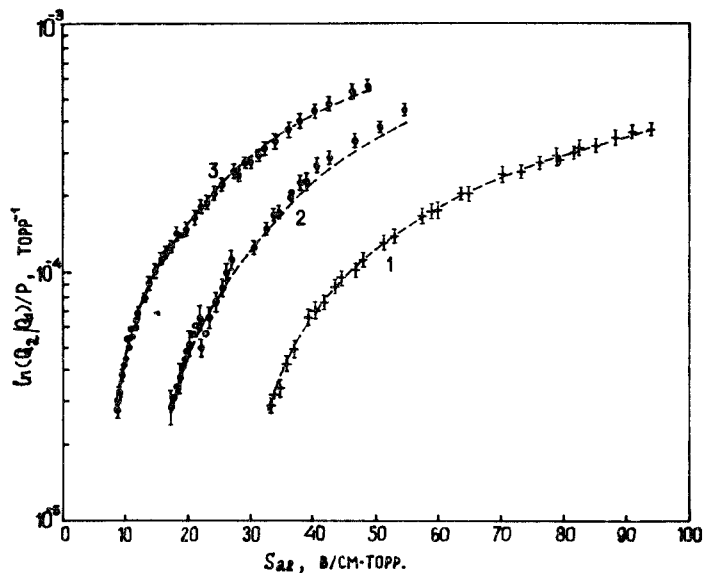


Рис. 3. Зависимость величины $\frac{1}{P} \ln(\bar{Q}_2/\bar{Q}_1)$ от $E(\Gamma_{a,2})/P$.
1 - ксенон, 2 - аргон, 3 - смесь Ar + 0,5% Xe.

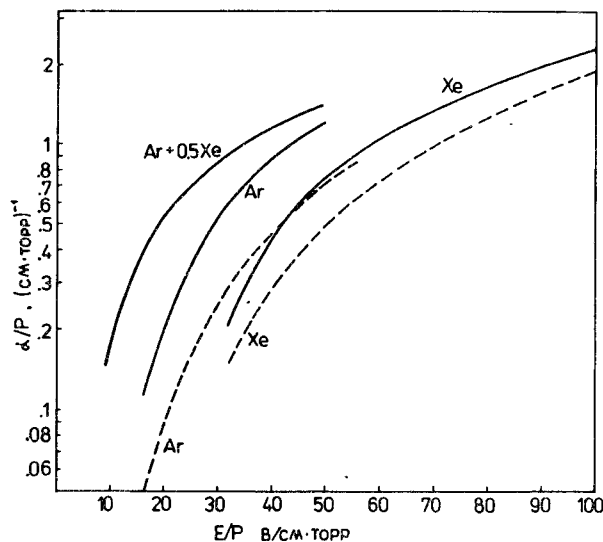


Рис. 4. Зависимость α/P от E/P для аргона, ксенона и смеси Ar + 0,5% Xe при высоких давлениях. /---/ - Крютхоф /28/.

Полученные величины позволяют определить зависимость ионизационного коэффициента α/P от E/P для исследуемых газов, которая представлена на рис. 4. Для сравнения здесь же приведены такие же зависимости для аргона и ксенона, взятые из работы Крютхофа /28/.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Из рис. 4 видно, что полученные значения α/P , при высоких давлениях заметно отличаются от тех, что приводятся Крютхофом. Тем не менее, в исследованном диапазоне давлений, по-видимому, можно представить отношение α/P функцией только E/P , хотя сам вид функции отличается от той, что была найдена Таунсендом. К настоящему времени проделано большое число измерений газового усиления для различных счетчиков с разными газовыми заполнениями, и имеется достаточно данных, касающихся экспериментальной проверки справедливости формул 1-7 из таблицы. Большая часть экспериментальных данных относится к значениям коэффициента газового усиления порядка $10^2 \div 10^5$, характерным для счетчиков с небольшими давлениями газа. Следует отметить, что у разных авторов формулы 1-7 имели разный успех. В общем случае, по-видимому, следует принимать предположение, сделанное Заставным, который для каждого газа выделял пять областей значений E/P с различными функциональными зависимостями $\alpha/P = f(E/P)$. В этой связи мы нашли, что используемые нами формулы Варда и Заставного плохо описывают экспериментальные данные в области $E/P > 50$ в/см·Торр для аргона и смеси аргона с ксеноном и в области $E/P > 100$ в/см·Торр для ксенона.

Известно /29,30/, что в конденсированных инертных газах средняя энергия образования пары ионов W существенно меньше той, что была измерена в газах при нормальном давлении. Заметное возрастание ионизации при больших плотностях, которое приводит к уменьшению величины W , некоторыми авторами /30/ связывается с реакцией



На интенсивность этого процесса при больших плотностях указывает возбуждаемая в конденсированных инертных газах рентгеновскими квантами или заряженными частицами люминесценция, спектр которой соответствует молекулярному излучению. Было показано /31/, что эти спектры обусловлены возбужденными молекулами, которые образуются при рекомбинации молекулярного иона A_2^+ со свободным электроном. Исследование спектров

излучения инертных газов при высоких давлениях ^{/32,33/}, возбуждаемых как альфа-частицами, так и непрерывным потоком лавин, показывает, что характерные для возбужденных молекул инертных газов спектры, наблюдаемые и в этом случае, обусловлены аналогичными процессами. Естественно поэтому отнести наблюдаемое расхождение наших данных с данными Крютхофа за счет дополнительной ионизации, возникающей в результате реакции /8/, которая идет с участием атомов, возбужденных в ходе развития лавины на уровни, превышающие порог этой реакции.

Полученные для смеси аргона с ксеноном результаты подтверждают ту существенную роль, которую играют в образовании ионизации атомы, возбуждаемые на высокие резонансные уровни. Как известно, в этой смеси энергетически невозможна ионизация атомов примеси через процесс /1/ с участием метастабильных уровней возбуждения аргона, так как эти уровни лежат ниже потенциала ионизации ксенона. В этом случае, наряду с процессом /8/, рост ионизации в лавине будет обеспечиваться вкладом электронов, возникающих в результате ионизации ксенона через процессы



5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные результаты указывают на то, что при высоких давлениях в инертных газах и их смесях существенную роль играют атомы, возбуждаемые в процессе развития электронной лавины на резонансные уровни. Эти возбужденные атомы через зависящие от давления процессы /8/, /9/, /10/ дают значительный вклад в полный заряд, выделяющийся в лавине, приводя к росту измеряемой величины коэффициента ионизации α . Несмотря на очевидную зависимость от давления в некоторой ограниченной области поведение α/P описывается функцией, зависящей только от E/P , хотя вид этой функции может быть различен как для разных газов, так и для давлений, при которых измеряется α .

В заключение авторы считают своим долгом поблагодарить Б.М.Понтекорво и А.А.Поманского за поддержку работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kruithof A.A., Penning F.M. *Physica*, 1937, 4, p.430
2. Jesse W.P., Sadauskis J. *Phys.Rev.*, 1952, 88, p.417; *Phys.Rev.*, 1955; 100, p.1755.

3. Kubota S. *J.Phys.Soc.Jap.*, 1976, 29, p.1017.
4. Fuzesy R.Z. et al. *Nucl.Instr. and Meth.*, 1972, 100, p.267.
5. Wolf R.S. *Nucl.Instr. and Meth.*, 1974, 115, p.461.
6. Sipila H. *Nucl.Instr. and Meth.*, 1977, 140, p.389.
7. *Advances In Radiation Chemistry* (ed. M.Burton, J.L.Magee), 1976, v.5, p.62.
8. Legrand J., Blondel M., Magnier P. *Nucl.Instr. and Meth.*, 1973, 112, p.101.
9. Baerg A.P. *Nucl.Instr. and Meth.*, 1973, 112, p.95.
10. Kitahara T., Isozumi Y., Ito S. *Nucl.Instr. and Meth.*, 1977, 140, p.263.
11. Додохов В.Х. и др. ОИЯИ, P13-11869; P13-11870, Дубна, 1978.
12. Вишневский А.В. и др. Препринт ИТЭФ-53, 1979.
13. Гребинник В.Г. и др. ПТЭ, 1978, 5, с.62.
14. Zastawny A. *J.Sci.Instr.*, 1966, 43, p.179.
15. Charles M.W. *J.Phys.E: Sci.Instr.*, 1972, 5, p.95.
16. Bambynek W. *Nucl.Instr. and Meth.*, 1973, 112, p.103.
17. Shalev S., Hopstone P. *Nucl.Instr. and Meth.*, 1978, 155, p.237.
18. Rose M.E., Korff S.S. *Phys.Rev.*, 1941, 59, p.850.
19. Khristov L.G. *Dokl.Bulg.Akad.Nauk.*, 1947, 10, p.453.
20. Diethorn W.A. NYO-6628, 1956.
21. Von Engel A. *Ionized Gases*, Clarendon Press, Oxford, 1956.
22. Williams A., Sara R.I. *Int.J.Appl.Rad.Isotopes*, 1962, 13, p.229.
23. Ward A.L. *Phys.Rev.*, 1958, 112, p.1852; *J.Appl.Phys.*, 1962, 33, p.2789.
24. Rice-Evans P. *Spark Streamer, Proportional and Drift Chambers*, Richelieu Press, London, 1974, p.56.
25. Hornbeck J.A., Molnar J.P. *Phys.Rev.*, 1951, 84, p.621.
26. Marshall J. *Rev.Sci.Instr.*, 1954, 25, p.232; Derenzo S.E. et al. *Phys.Rev.*, 1974, A9, p.2582.
27. Swan D.W. *Proc.Phys.Soc.London*, 1963, 82, p.74; 1964, 83, p.659.
28. Kruithof A.A. *Physica*, 1940, 7, p.527.
29. Takahashi T., Konno S., Doke T. *J.Phys.C: Sol.Stat.Phys.*, 1974, 7, p.230.
30. Huang S.S.-S., Freeman G.R. *Can.J.Chem.*, 1977, 55, p.1838.
31. Kubota S. et al. *Phys.Rev.B.*, 1979, B20, p.2486.
32. Carvalho M.J., Klein G. Preprint CRN/CPR 80-1, 1980.
33. Peskov V. *Proc. XIV Int.Conf.on Ionization Phenomena in Gases*. Grenoble, 1979, p.331.

Рукопись поступила в издательский отдел
9 июля 1980 года.

ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники