

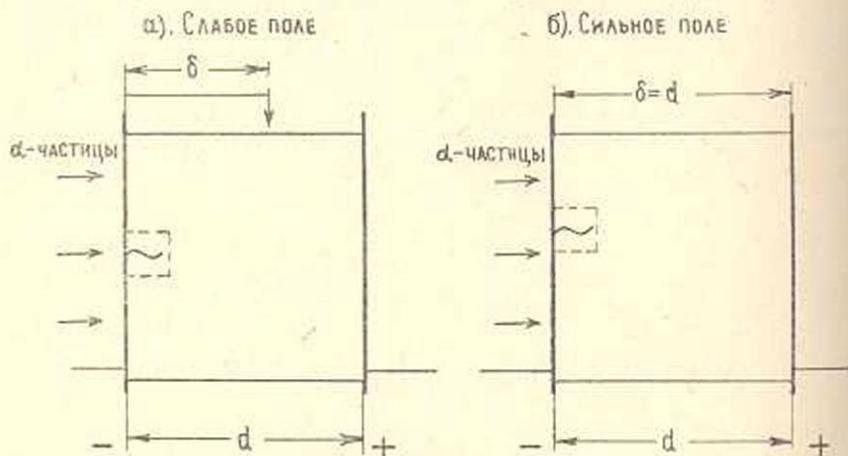
Е. А. АФАНАСЬЕВА, Э. В. АГАБАБЯН

О „ПОЛЯРИЗАЦИИ“ АЛМАЗНЫХ СЧЕТЧИКОВ

§ 1. Введение

По сравнению с другими кристаллическими счетчиками, гомогенные счетчики на полупроводниках с широкой запрещенной зоной, к которым относятся алмаз, сера и т. д. [1] имеют то преимущество, что они могут работать без охлаждения, поскольку темновые токи в них малы уже при комнатной температуре. Однако, существенным недостатком счетчиков этого типа (иногда их называют также диэлектрическими счетчиками) является падение амплитуды импульсов от частиц, регистрируемых во внешней цепи, с ростом дозы облучения или так называемая „поляризация“.

Обычные представления о механизме этого явления изложены в [2, 3, 4] и сводятся в основном к следующему. До начала облучения счетчика поле в нем однородно и равно V/d , где V —приложенное напряжение, а d —толщина кристалла. (фиг. 1). Носители



Фиг. 1. Обычная модель „поляризации“ диэлектрического счетчика при облучении α -частицами. $E_{\text{внутр}} = V/d = \text{const}$, \downarrow захват носителей на ловушки, δ —средний сдвиг в поле $E_{\text{внутр}}$.

заряда, образованные при торможении быстрой частицы, двигаясь к электродам в этом однородном поле, захватываются на ловушки. Накопление их на ловушках приводит к образованию в счетчике объ-

емного заряда, поле которого („поле поляризации“) искажает внутреннее поле, ослабляя его в части кристалла. Поэтому по мере облучения счетчика уменьшается путь, проходимый носителями в кристалле, и амплитуда импульсов во внешней цепи падает. Таким образом, причиной искажения внутреннего поля считается захват на ловушки в объеме кристалла тех самых носителей, которые образованы при ионизации вещества счетчика частицей, во время их движения к электродам. Следствием такой точки зрения являются: 1) применение для интерпретации явлений счета простой теории фотопроводимости и стремление сопоставить свои результаты с формулой Гехта, выведенной в этой теории [5, 6] и 2) убеждение, что „поляризация“ счетчика определяется концентрацией примесей и несовершенств в объеме кристалла.

Нам кажется, однако, что для уточнения механизма „поляризации“ диэлектрических счетчиков следует:

1. Выяснить, можно ли считать поле в счетчике до начала облучения однородным и равным V/d .

2. Проверить, как зависит „поляризация“ счетчика при облучении частицами от приложенного к нему постоянного напряжения.

В качестве материала для исследований нами был выбран алмаз, так как в мировой литературе имеются некоторые сведения об алмазных счетчиках и поэтому в какой-то степени ясна общая картина явления.

§ 2. Методика измерений

Нами исследовано 5 кристаллов алмазов II типа [7]. Первоначально образцы представляли собой слегка утолщенные октаэдры, затем им была придана форма плоскопараллельных пластинок толщиной 1—2 мм. Все измерения проводились в вакууме $\sim 10^{-4}$ мм рт. ст. Облучение производилось сквозь электрод α -частицами $Pu^{238+242}$, интенсивность облучения составляла около 10^3 частиц/сек. Electroды наносились вакуумным распылением, толщина слоя золота составляла примерно 500 Å. Измерялась амплитуда максимального импульса, интегральная скорость счета, а также снималось распределение импульсов по амплитудам. Методика этих измерений подробно изложена в работе [8].

§ 3. Результаты измерений

3.1. Вольтамперные характеристики кристаллов

Для снятия вольтамперных характеристик нами применялась электрометрическая схема Барта [9] чувствительностью около 10^{-13} а. Первый отсчет величины тока производился примерно через 5 сек после подачи постоянного напряжения (до 3 кВ). Ток через образцы сильно падал со временем (приблизительно на порядок за 15—20 сек).

Обнаружена зависимость вида вольтамперной характеристики образца от полярности приложенного напряжения (фиг. 2). При этом изменяется не только наклон начальной линейной части характеристики, но и величина предельного напряжения, т. е. напряжения, при котором ток через образец резко возрастает.

3.2. „Поляризация“ счетчика и зависимость ее от приложенного к нему постоянного напряжения

За меру собираемого счетчиком заряда можно выбрать амплитуду максимального импульса напряжения, отмечаемого во внешней цепи. Если она со временем уменьшается, говорят, что счетчик „поляризуется“. Часто пользуются, однако, другим, более простым способом наблюдения „поляризации“ счетчика — измеряют скорость счета, т. е. число импульсов в единицу времени, превышающих некоторый фиксированный порог дискриминации. Считалось, что скорость счета падает со временем из-за уменьшения амплитуды импульсов (в том числе и максимального), а поэтому второй способ описания „поляризации“ счетчика вполне эквивалентен первому [10]. Поэтому обычно измерялась либо скорость счета, либо амплитуда максимального импульса. Мы определяли одновременно обе величины, и было обнаружено следующее:

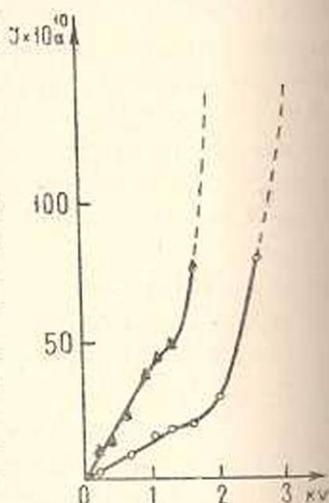
1. При заданном напряжении амплитуда максимального импульса и скорость счета по-разному зависят от времени. При достаточно высоких напряжениях первая от времени совсем не зависит, а вторая после включения источника α -частиц (начало отсчета времени) сильно падает (ср. кривые 3 и 4 на фиг. 3 и 4).

2. С ростом напряжения на счетчике амплитуда максимального импульса и скорость счета стремятся к насыщению. Однако, насыщения они достигают при напряжениях, отличающихся в полтора-два раза.

Таким образом, два способа описания „поляризации“ счетчика оказываются не вполне идентичными.

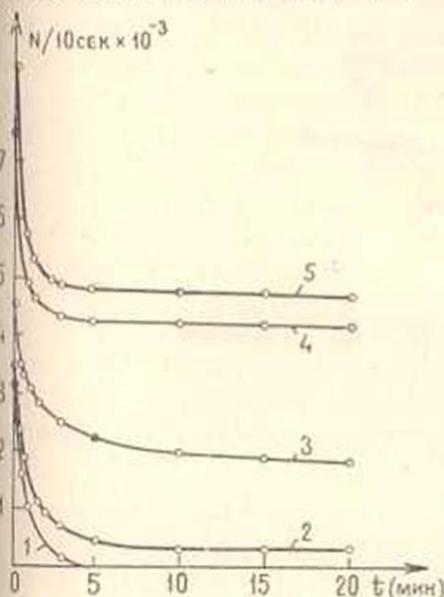
Для того, чтобы выяснить, какого знака носители ответственны за „поляризацию“ счетчика, мы изменяли полярность электрода сквозь который производится облучение.

При облучении счетчика сквозь катод импульс напряжения во внешней цепи обусловлен движением электронов через кристалл, так как пробег α -частиц в алмазе равен ~ 10 мк, а толщина кристалла составляет около мм. Зависимость амплитуды максимального

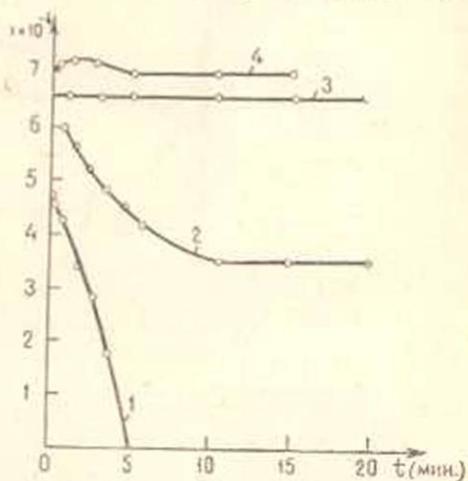


Фиг. 2. Вольтамперные характеристики образца алмаза II типа для разных полярностей приложенного напряжения.

импульса от времени для разных значений приложенного к образцу постоянного напряжения приведена на фиг. 4. Мы видим, что до некоторого напряжения счетчик „поляризуется“ за одну-две минуты. С ростом напряжения на счетчике начальное значение амплитуды максимального импульса, однако, увеличивается. Затем при сравнительно небольшом изменении напряжения наблюдается следующее: сначала максимальный импульс уменьшается со временем, затем уменьшение прекращается, и мак-



Фиг. 3. Зависимость скорости счета от времени при облучении α -частицами сквозь катод 1—400 в; 2—450 в; 3—600 в; 4—800 в; 5—1200 в.



Фиг. 4. Зависимость амплитуды максимального импульса от времени при облучении α -частицами сквозь катод 1—400 в; 2—450 в; 3—800 в; 4—1200 в.

симальный импульс достигает стационарной величины, обычно несколько меньшей начальной. При дальнейшем повышении напряжения на счетчике амплитуда максимального импульса перестает зависеть от времени, однако еще растет с ростом напряжения (фиг. 4). Таким образом, счетчик перестает „поляризоваться“ до того, как достигается насыщение величины максимального импульса по напряжению.

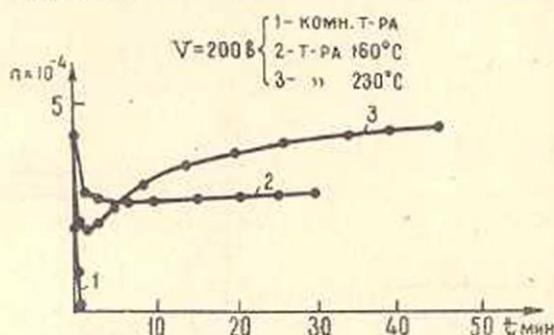
Одновременные измерения скорости счета показали, что при малых напряжениях характер ее зависимости от времени такой же, как и максимального импульса. Но стационарное значение оказалось при всех напряжениях много меньшим начального.

Такое поведение типично, однако величина напряжения, при которой счетчик уже не „поляризуется“, зависит от образца. Она повышается с ростом температуры (фиг. 5).

При облучении сквозь анод во внешней цепи также наблюдались импульсы, но импульсов стационарной амплитуды не было получено ни на одном образце при температурах от комнатной до 230°C. Тем не менее начальная амплитуда максимального импульса (измеренная

сразу же после включения источника) была немногим меньше, чем при облучении сквозь катод, и наблюдалось насыщение ее по напряжению (фиг. 6).

Далее, мы наблюдали счет в „поле поляризации“. Для этого сначала отводили от образца источник α -частиц, снимали высокое напряжение и закорачивали образец. Затем источник частиц подво-



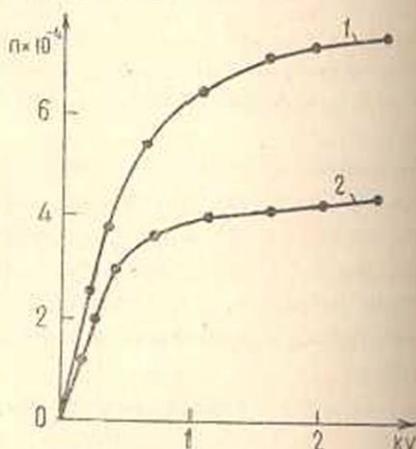
Фиг. 5. Зависимость амплитуды максимального импульса от времени при заданном напряжении на счетчике. 1—комнатная температура, 2—160°C, 3—230°C.

дили снова, и на экране осциллографа можно было наблюдать импульсы, амплитуда которых быстро падала со временем. Импульсы наблюдались всегда как после облучения со стороны анода, так и со стороны катода. При повышенных температурах они также наблюдались во всех случаях. Таким образом, даже когда счетчик не „поляризуется“, т. е. амплитуда импульсов во внешней цепи со временем не падает, сам кристалл поляризован, так как поле поляризации в нем есть.

§ 4. Обсуждение результатов

Совершенно очевидно, что полученные результаты не могут быть объяснены с помощью общепринятых представлений о „поляризации“ счетчиков, изложенных в § 1. Однако, их объясняет модель, в основу которой положено четыре экспериментальных факта:

1. Сильная зависимость тока через образец от времени на постоянном напряжении.
2. Слабая зависимость потерь заряда в счетчике от температуры. Величина эффективной энергии образования пары электрон-дырка для



Фиг. 6. Зависимость амплитуды максимального импульса от напряжения: 1—облучение сквозь катод, 2—облучение сквозь анод.

наших образцов составляла от 75 до 175 эв (вместо теоретической ~ 20 эв [11, 12]) и очень мало зависела от температуры до $\sim 230^\circ\text{C}$.

3. Сильная зависимость „поляризации“ счетчика при облучении сквозь катод от температуры (фиг. 5).

4. „Поляризация“ счетчика при облучении сквозь анод при всех напряжениях вплоть до предельно допустимого в исследованном диапазоне температур (до 230°C).

Сильная зависимость от времени тока через образец на постоянном напряжении показывает, что имеет место объемная поляризация кристалла [13]. Значит, поле внутри образца не однородно и не равно среднему (V/d). Так как ток падает за 15—20 сек, примерно на порядок, поле во внутренней части образца может быть много меньше среднего. Таким образом, еще до начала облучения поле в кристалле искажено объемными зарядами.

Рассмотрим случай облучения сквозь катод, когда в объеме кристалла захватываются электроны.

Пробег α -частицы с энергией 5 Мэв в алмазе, как уже говорилось, равен примерно 10 мк. Наибольшая энергия δ -электронов составляет ~ 2 кэв, а глубина проникновения ~ 1 мк. Таким образом, трек α -частицы представляет собой узкий канал диаметром ~ 2 мк и длиной ~ 10 мк. Плотность носителей в этом канале довольно высока ($\sim 10^{16}/\text{см}^3$) и очень сильно отличается от плотности носителей в неионизованной части кристалла. Во внешнем поле канал поляризуется, и облака положительных и отрицательных носителей смещаются друг относительно друга настолько, чтобы скомпенсировать внешнее поле. Так как плотность ионизации в треке большая, это смещение должно быть невелико, и в большей своей части облака разноименных зарядов перекрываются. Дальнейшее разделение зарядов происходит путем диффузии [14]. Скорость растекания области ионизации будет определяться, стало быть, скоростью диффузии, т. е. разностью концентраций в треке и вне его, а следовательно, и скоростью отвода вылетевших из трека носителей. Очевидно, эта последняя зависит, прежде всего от величины внешнего поля вне трека. Сильное поле быстро подхватывает вылетевшие носители и уносит их, в слабом поле они будут дольше находиться вблизи трека и могут захватиться на ловушки. В таком случае диффузия из трека затрудняется. В самом треке носители также могут захватиться на ловушки, что в свою очередь, замедлит диффузию, а потому вызовет возрастание времени растекания и тем самым увеличит вероятность рекомбинации носителей в самом треке. Потери заряда при растекании трека будут вызваны, таким образом, рекомбинацией и захватом носителей на ловушки внутри трека и в некоторой его окрестности.

Однако, в результате захвата носителей на ловушки в треке и около него в приповерхностном слое, толщина которого порядка глубины проникновения α -частиц, может произойти накопление зарядов (мы будем называть это „поверхностной поляризацией счетчика“).

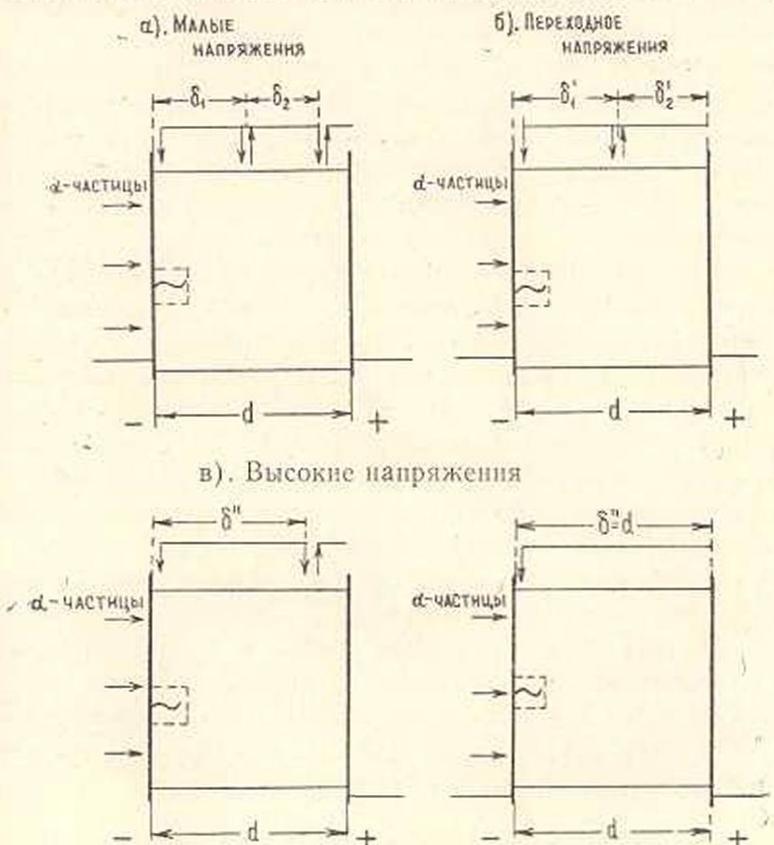
Из наших опытов при повышенных температурах следует, что ловушки для дырок довольно глубоки и глубже ловушек для электронов. Значит, если происходит захват дырок в треке или около него, они могут не успеть освободиться из ловушек к моменту прихода следующей частицы. В ее треке (или в его окрестности) тогда окажется избыточное количество дырок, и растекание трека затруднится. В тех участках приповерхностной области, где ловушек много, со временем может накопиться столько дырок, что из трека попавшей сюда частицы в кристалл будет выходить мало электронов, и импульс от частицы не будет превышать уровня шумов. Следовательно, эти участки поверхности как бы выключаются, чем можно объяснить временную зависимость скорости счета при больших напряжениях на счетчике (т. е. не стопроцентную эффективность счета в стационарном состоянии, фиг. 3). Видимо, аналогично объясняется и улучшение амплитудного распределения со временем [8].

Вернемся к кривым фиг. 4 и 5. В слабых полях, помимо „поверхностной поляризации счетчика“, должна иметь место и „поляризация“, обусловленная захватом движущихся к электродам носителей на ловушки в объеме кристалла. Температурные измерения показывают, что ловушки для электронов неглубоки, так как „поляризация“ счетчика при облучении сквозь катод заметно ослабляется уже при 160°C (фиг. 5). Значит, захваченные электроны могут довольно быстро выбрасываться термически из ловушек даже при комнатной температуре. Но так как поле внутри кристалла слабое, пройдя небольшой путь, они снова захватываются, потом снова освобождаются и т. д. Таким образом, электроны „ползут“ по кристаллу. Поскольку они находятся в кристалле, поле в нем дополнительно искажается и ослабляется, и постепенно счетчик „поляризуется“ подобно тому, как это описано в § 1. Импульс напряжения во внешней цепи, вызванный попаданием частицы в кристалл, в нашем случае будет обусловлен движением электронов, вышедших из трека, на расстояние δ_1 (фиг. 7а). Перемещение по кристаллу электронов, освобожденных термически из ловушек, должно быть только дополнительным источником шума.

Обычно полагают $\delta = \mu \cdot E_{\text{внутр}} \cdot \tau$ (здесь τ — среднее время жизни до захвата, μ — дрейфовая подвижность, а $E_{\text{внутр}}$ — поле внутри образца). Строго говоря, сдвиг δ_1 (фиг. 7а) должен определяться более сложным выражением, поскольку поле в образце неоднородно: средний путь электрона будет зависеть от того, в какой части кристалла он движется. Однако, с ростом напряжения на счетчике внутреннее поле в кристалле все же растет. Сдвиг δ_1 поэтому также увеличивается, а стало быть, возрастает и заряд, отмечаемый во внешней цепи. Наконец, при некотором достаточно большом напряжении происходит следующее.

После включения источника частиц электроны сначала движутся, проходя в кристалле путь $\delta_1 < d$ и захватываясь где-то в области ослабленного поля. Накапливается объемный заряд. Однако, имеется

существенное отличие от предыдущего рассмотрения: сдвиг δ_2' в этой части кристалла равен $d - \delta_1'$. Электроны, выброшенные из ловушек термически, попадают поэтому в область прианодного поля и доходят до анода, не захватываясь более (фиг. 7б). Устанавливается некое равновесие между вырвавшимися из трека электронами, которые за-



Фиг. 7. Модель „поляризации“ счетчика на алмазе II типа. а) Малое напряжение; б) Переходное напряжение; в) Высокое напряжение. Поле внутри кристалла искажено, $E_{\text{внутр}} \neq V/d$. Величина сдвига δ зависит от того, в какой части кристалла движется носитель. ↓ захват носителей на ловушки, ↑ термическое освобождение захваченных носителей.

хватываются на ловушки, пройдя расстояние, равное сдвигу δ_1' , и освобожденными из ловушек термически электронами, ушедшими в анод. Счетчик не „поляризуется“ более, и амплитуда импульсов во внешней цепи со временем не падает (фиг. 4, кривая 2). Стационарное значение амплитуды максимального импульса при заданном напряжении на счетчике определяется, следовательно, сдвигом носителей δ_1' в искаженном поле внутри кристалла и потерями при растекании трека в том участке приповерхностного слоя, где концентрация ловушек минимальна.

Время установления стационарного состояния будет определяться скоростью роста объемного заряда, скоростью термического освобождения носителей из ловушек и скоростью накопления заряда в приповерхностном слое (т. е. скоростью установления „поверхностной поляризации счетчика“). В зависимости от их соотношения мы можем получить для изменения максимального импульса со временем кривую с минимумом или без него (фиг. 4 и фиг. 5).

Максимальный импульс растет с ростом напряжения на счетчике по двум причинам. Во-первых, растет поле в объеме и увеличивается сдвиг носителей δ'' (фиг. 7в), а во-вторых, растет поле в прикатодной области и облегчается диффузия носителей из трека. Этим же объясняется и рост эффективности (интегральной скорости счета) с напряжением (фиг. 3), поскольку с ростом прикатодного поля все большее число участков приповерхностного слоя включается в работу.

Так как с ростом приложенного к счетчику постоянного напряжения амплитуда максимального импульса стремится к насыщению, сдвиг электронов внутри кристалла δ'' становится равным расстоянию между электродами d (фиг. 7в). Поскольку с ростом температуры „поляризация“ счетчика сильно меняется (фиг. 5), а потери меняются мало, величина максимального импульса при насыщении, а стало быть, и потери заряда должны в основном определяться количеством электронов, вышедших из трека в кристалл.

При облучении сквозь анод, как уже указывалось, мы не получили импульсов стационарной амплитуды. Поэтому разделить „поляризацию“ счетчика из-за накопления дырок в приповерхностной области и в объеме не представляется возможным. Однако, поскольку величина импульсов при облучении сквозь анод немногим меньше, чем при облучении сквозь катод (фиг. 6), нам кажется, что и в этом случае потери заряда происходят в основном в треке.

В ы в о д ы

Мы видим, таким образом, что в счетчиках на алмазах II типа еще до начала облучения объемная поляризация должна искажать внутреннее поле, которое нельзя поэтому а priori считать ни однородным, ни равным V/d . Таким образом, применение простой теории фотопроводимости, и в частности, разновидностей формулы Гехта, не оправдано. Кроме того, при облучении частицами с высокой ионизирующей способностью (например, α -частицами) с ростом приложенного постоянного напряжения может изменяться число носителей, выходящих из трека в кристалл. При выводе формулы Гехта, однако, это число считается постоянным. Не вызывает удивления поэтому обнаруженное еще ранее в ряде работ несоответствие полученных результатов этой формуле (см., например, [15]). Можно с уверенностью

сказать, что изучение не только алмазных, но и любых других счетчиков на полупроводниках с широкой запрещенной зоной должно сопровождаться изучением темновой электропроводности на постоянном напряжении и распределения полей в кристалле. Между тем при исследовании, например, алмазных счетчиков, основное внимание всегда уделялось фотопроводимости, темновая электропроводность оставалась в стороне, а объемная поляризация вообще не исследовалась.

В заключение авторы выражают искреннюю благодарность доценту МИЭМ А. Н. Губкину и сотрудникам ЛФТИ Н. Б. Строкану, О. А. Матвееву и Д. В. Тархину за большую помощь при обсуждении результатов работы.

Физический институт

им. П. Н. Лебедева АН СССР

Поступила 18 I 1965

Ե. Ա. ԱՅԱՆՍԵԿԱ, Է. Վ. ԱՎԵՐԵՅԱՆ

ԱՎՄԱՍԱՏՅԻՆ ՀԱՇՎԻԶՆԵՐԻ ԲԵՎԻՆՈՅՄԱՆ ՄԱՍԻՆ

Ա մ փ ո փ ու մ

Աշխատության մեջ հետազոտվում է միջուկային մասնիկների ավաստային հաշվիչների էական թերությունը՝ բևեռացումը, այսինքն՝ իմպուլսների ամպլիտուդի անկումը, որը զրանցվում է արտաքին շղթայում, ճառագայթված մասնիկների աճին զուգընթաց:

Յուլջ է տրվում, որ հաշվիչի բևեռացման երևույթի նկարագրությունը պետք է տարբերվի նախկինում այլ հեղինակների առաջարկած նկարագրություններից:

Ստացված արդյունքները բացատրելու համար առաջարկված է որակական մոդել, որի հիմքում զրված է չորս փորձարարական փաստ:

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Прайс В. Регистрация ядерного излучения. ИЛ, М., 1960.
2. Hofstadter R. Crystal Counters. Proc. IRE, 38, № 7, 726, 1950.
3. Головин Б. М., Окупишко Б. П., Сидоров А. И. Гомогенные кристаллические счетчики ядерных излучений. ПТЭ, № 6, 5, 1961.
4. Mayer J. W. Electronique nucléaire. Compte Rendu du Colloque International, Paris, 25-27, nov. 1963.
5. Mott H., Гершу Р. Электронные процессы в ионных кристаллах. ИЛ, М., 1950.
6. Ess H., Rossel J. Quelques propriétés du diamant comme compteur à cristal Helv. Phys. Acta, 23, 484, 1950.
7. Robertson R., Fox J. J., Martin A. E. Two Types of Diamond. Trans. Roy. Soc. London, A 232, 463, 1934.
8. Афанасьева Е. А. О работе алмазных счетчиков ядерных излучений в сильных электрических полях. ЖТФ, № 5, 980, 1965.

9. *Бонч-Бруевич А. М.* Применение электронных ламп в экспериментальной физике. ГИТТЛ, 1956.
10. *Urlau R. R., the late Logie H. J., Nabarro F. R. N.* Energy Levels in the Forbidden gap of Insulating Diamonds. Proc. Phys. Soc., **78**, 256, 1961.
11. *Shockley W.* Problems Related to P—N Junctions in Silicon. Czech. J. Phys; B **11**, 81, 1961.
12. *Лёвшин В. Л.* и др. Исследования катодолюминесценции цинксulfидных и некоторых других катодолюминофоров. Труды ФИАН, **23**, 64, 1963.
13. *Сканави Г. И.* Физика диэлектриков. ГИТТЛ, 1949.
14. *Northrop D. C., Simpson O.* Semiconductor Counters. Proc. Phys. Soc., **80**, 262, 1962.
15. *Champion F. C., Wright S. B.* Diamond Conduction Counters with small Electrode Separations. Proc. Phys. Soc., **73**, 385, 1959.