

ФИЗИКА

Л. А. ГЕРАСЕВА, И. Д. РАПОПОРТ, И. С. ШАПИРО и И. Г. ШЕЙНКЕР

**ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ ИОНИЗАЦИОННОЙ КАМЕРЫ ИЗ AgCl**

(Представлено академиком Д. В. Скobelевым 10 III 1950)

Возможность использования некоторых кристаллических веществ для регистрации и измерения энергии ионизирующих частиц была показана в ряде работ (<sup>1,2</sup>). Однако для практического применения кристаллических счетно-ионизационных камер требуется дальнейшее изучение физических особенностей их работы.

С этой целью мы исследовали свойства кристалла AgCl. Было выращено (методом кристаллизации из расплава <sup>(3)</sup>) два кристалла AgCl. Из выращенных кристаллов были вырезаны две плоско-параллельные пластинки: образец № 1 площадью 172 мм<sup>2</sup>, толщиной 2,5 мм, и образец № 2 площадью 92 мм, толщиной 1,5 мм. Образец № 1 состоял из двух монокристаллов, поверхность раздела которых в наших опытах была ориентирована параллельно приложенному электрическому полю. Образец № 2 представлял собой монокристалл. Поверхности пластинок промывались в слабом растворе гипосульфита и шлифовались: вначале корундовой шкуркой, а затем крокусом, нанесенным на сукно. После этого торцевые грани серебрились путем восстановления металлического серебра из AgCl с помощью специального проявителя (3,5 г гидрохинона и 11 г соды на 50 см<sup>3</sup> воды). За день до начала работ кристаллы были отожжены (выдерживались при температуре 400° в течение 4–5 час., после чего медленно охлаждались).

Для регистрации импульсов, возникающих в кристалле при прохождении ионизирующих частиц, был построен линейный усилитель с коэффициентом усиления 3·10<sup>5</sup> и уровнем шумов менее 1,5 μв при эффективной полосе пропускания 500 гц. Усиленные импульсы поступали на дискриминатор (для снятия интегральной кривой распределения импульса по величине) либо записывались шлейфовым осциллографом. Для визуального наблюдения использовался катодный осциллограф.

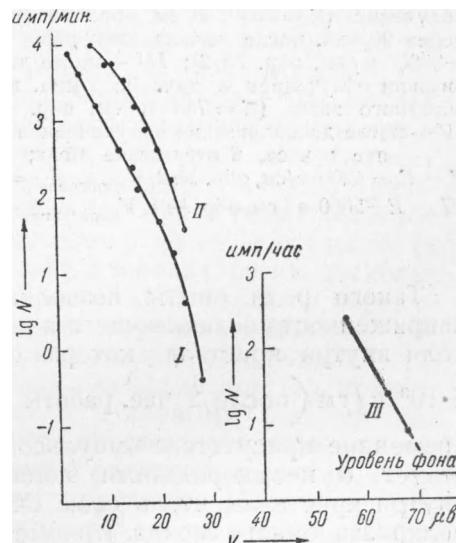


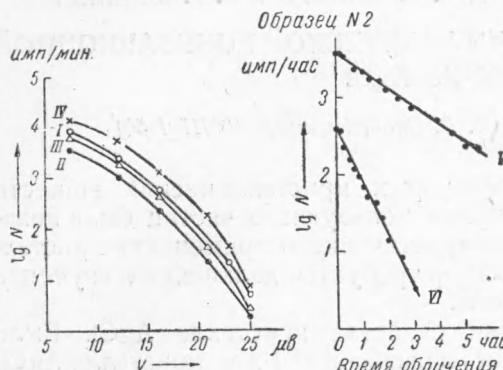
Рис. 1. Интегральные кривые распределения импульсов по величине, полученные при облучении кристаллов γ-лучами Co<sup>60</sup> и β-частицами R<sup>32</sup>: I — образец № 2, облучение γ-лучами; II — обр. № 2, обл. β-частицами; III — обр. № 1, обл. γ-лучами

Во время опытов кристалл находился в сосуде Дьюара, наполненном жидким азотом. Кристаллы облучались почти монохроматическим  $\gamma$ -излучением  $\text{Co}^{60}$  и  $\beta$ -частицами  $\text{P}^{32}$ .

Интегральные кривые распределения импульсов по величине приведены на рис. 1. Непрерывное распределение импульсов в случае регистрации  $\gamma$ -лучей обусловлено, во-первых, непрерывностью спектра комптон-электронов и, во-вторых, равновероятностью образования комптон-электронов в любой точке объема кристалла. Максимальная величина импульсов в образце № 1 при работе с  $\gamma$ -лучами  $\text{Co}^{60}$  составляла 70 мв, что эквивалентно  $6 \cdot 10^5$  е (е — заряд электрона) на входе усилителя. Максимальная величина импульса устанавливалась по верхней границе интегрального спектра (8 имп / час при пороге 68 мв; собственный фон кристалла 2 имп / час) и по данным, полученным с помощью шлейфового осциллографа. Максимальная величина импульсов в образце № 2 при том же облучении не превышала 30 мв ( $2.5 \cdot 10^5$  е).

Кривые I, II, III, IV рис. 2 иллюстрируют эффект поляризации кристалла, возникающей при достаточно длительном его облучении. Уменьшавшая напряженность приложенного к поляризованному кристаллу электрического поля  $E$ , можно наблюдать, начиная с некоторого значения  $E$ , появление импульсов обратного знака, достигающих максимальной величины при  $E = 0$ . При определенном значении  $E$  наблюдались импульсы обоего знака.

Рис. 2. Падение эффективности счетчика в связи с поляризацией кристалла при длительном облучении: I — через 30 мин. после начала облучения ( $E = 3000$  в / см, обр. № 2); II — через 90 мин. после начала облучения ( $E = 3000$  в / см, обр. № 2); III — после деполяризации облучением в течение 5 мин. в поле обратного знака ( $E = 750$  в / см, обр. № 2); IV — после деполяризации облучением в течение 1 часа, в отсутствие поля; V —  $E = 4200$  в / см, обр. № 2,  $V_{\text{пороговое}} = 5$  мв; VI —  $E = 5000$  в / см, обр. № 1,  $V_{\text{пороговое}} = 5$  мв;



Такого рода опыты позволяют оценить величину эффективной напряженности возникающего в результате поляризации электрического поля внутри кристалла, которая оказалась равной по порядку величины  $5 \cdot 10^3$  в / см (после 2 час. работы при загрузке  $10^3 \frac{\text{ион. частиц}}{\text{мин.}}$ ). Одновременное присутствие импульсов противоположных знаков свидетельствует о неоднородности поляризационного электрического поля внутри кристалла, что в свою очередь говорит об объемном характере поляризационного заряда. Кривые V и VI рис. 2 количественно характеризуют поляризацию. Как видно из рис. 2, эффективность кристалла падает по экспоненциальному закону  $e^{-\mu N}$ , где  $N$  — число прошедших через объем кристалла ионизующих частиц, причем  $1/\mu = 1.6 \cdot 10^5$  частиц для образца № 1 и  $1/\mu = 5 \cdot 10^6$  частиц для образца № 2.

Уменьшение величины импульсов в результате поляризации связано с уменьшением средней длины пробега ( $\delta$ ) электрона проводимости. Однако установленное в данной работе экспоненциальное падение эффективности с увеличением  $N$  указывает на то, что уменьшение  $\delta$  обусловливается не только увеличением плотности поляризационного заряда, но также и существенным изменением его пространственного распределения со временем. Такой вывод следует из сопоставления кривых накопления поляризации (рис. 2) с кривыми насыщения (рис. 3).

Достаточно быстрая деполяризация кристалла может быть осуществлена либо его нагреванием<sup>(2)</sup>, либо, как показывают наши опыты, облучением при наложенном электрическом поле обратного знака. Кривые на рис. 4, характеризующие деполяризацию, получены следующим образом. Кристалл облучался в течение  $t$  минут при обращенном поле. Затем знак поля изменялся и подсчитывалось число импульсов за время  $\Delta t \ll t$ . Из того, что кривые деполяризации представляют собой прямые линии, тогда как поляризация происходит по экспоненциальному закону, следует неравномерность распределения объемного поляризационного заряда в кристалле. Отметим, что деполяризация указанным методом может быть произведена весьма быстро (образец № 2 деполяризовывался в течение 4–5 мин. при загрузке 4000 частиц/мин., образец № 1 — в течение 1–2 мин. при той же загрузке). Деполяризация без приложения поля обратного знака при той же интенсивности облучения длится около 45–50 мин.

Кривые насыщения (рис. 3) позволяют оценить величину  $\delta/E$ . Эта величина оказалась равной  $1 \div 2 \cdot 10^{-4}$  см<sup>2</sup>/в для образца № 1. Для этого же кристалла величина средней энергии, потребной для создания эффективного электрона проводимости ( $\epsilon$ ), оказалась равной 18,5 эв.

Рис. 3. Счетная характеристика образца № 1: I — облучение  $\gamma$ -лучами  $\text{Co}^{60}$ ; II — облучение  $\beta$ -частицами  $\text{P}^{32}$ ;  $V_{\text{пороговое}} = 11 \mu\text{в}$

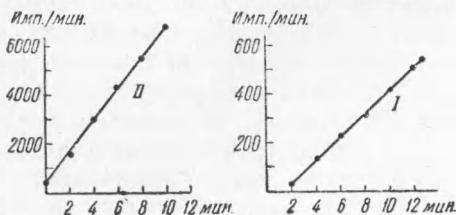
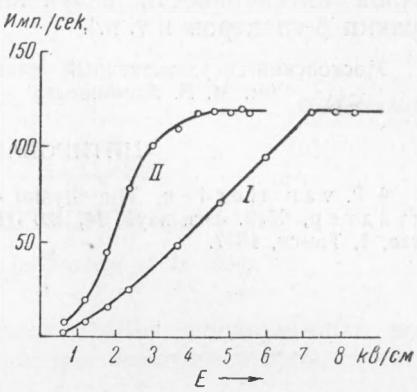


Рис. 4. Деполяризация кристаллов в электрическом поле обратного знака: I — обр. № 1,  $E = -4200 \text{ в/см}$ ,  $V_{\text{пороговое}} = 5 \mu\text{в}$ ; II — обр. № 2,  $E = -5000 \text{ в/см}$ ,  $V_{\text{пороговое}} = 5 \mu\text{в}$

насыщения (рис. 3) приводят к заключению о различии величины  $\epsilon^*$  в разных частях объема поляризованного кристалла. Последнее обстоятельство связано с отмеченной выше неоднородностью распределения объемного поляризационного заряда.

Количественные данные о скорости поляризации указывают, что применение кристаллических ионизационных камер в качестве счетчиков для регистрации излучения большой интенсивности сопряжено с серьезными трудностями. Правда, следует заметить, что при регистрации частиц достаточно большой энергии ( $\sim 1$  Мэв) можно работать с „плохим“ кристаллом (т. е. с кристаллом, обладающим большим  $\epsilon$ ). Такой кристалл будет гораздо медленнее поляризоваться (в наших



\* Следует помнить, что  $\epsilon$  не равно расстоянию между уровнями зоны проводимости и энергетическими уровнями дискретного спектра.

опытах различие в  $\epsilon$  в 2,3 раза приводило к уменьшению скорости поляризации в 30 раз).

Однако наиболее целесообразным, благодаря малой величине собственного фона кристалла, представляется использование кристаллических камер в целях измерения энергии ионизующих частиц при малой интенсивности излучения (например, исследование верхних границ  $\beta$ -спектров и т. п.).

Московский государственный университет  
им. М. В. Ломоносова

Поступило  
7 III 1950

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

<sup>1</sup> P. van Heijden, The Crystal Counter, Utrecht Dissertation, 1945. <sup>2</sup> Р. Хофштадтер, Усп. физ. наук, **34**, 426 (1949). <sup>3</sup> В. Д. Кузнецов, Физика твердого тела, **1**, Томск, 1947.